

Andrés Cassinello e
José Luis Sánchez Gómez

O MISTÉRIO QUÂNTICO

Uma expedição às
fronteiras da física

CRÍTICA

O MISTÉRIO QUÂNTICO

Andrés Cassinello e
José Luis Sánchez Gómez

O MISTÉRIO QUÂNTICO

Tradução
Sandra Martha Dolinsky

CRÍTICA

Copyright © Andrés Cassinello e José Luis Sánchez Gómez, 2012

Copyright © Editora Planeta do Brasil, 2017

Todos os direitos reservados.

Título original: *La realidad cuántica*

Preparação: Ana Tereza Clemente

Revisão técnica: Cassio Barbosa

Revisão: Eliana Rocha

Diagramação: 2 estúdio gráfico

Ilustrações de miolo: Concha Gómez Acebo

Capa: Anderson Junqueira

Adaptação para eBook: Hondana

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Angélica Ilacqua CRB-8/7057

Cassinello, Andrés

O mistério quântico : uma expedição às fronteiras da física / Andrés Cassinello, José Luiz Sánchez Gómez ; ilustrações de Concha Gómez-Acebo ; tradução de Sandra Martha Dolinsky. -- São Paulo : Planeta do Brasil, 2017.

272 p.

ISBN: 978-85-422-1143-6

Título original: *La realidad cuántica*

1. Física quântica 2. Física I. Título II. Sánchez Gómez, José Luiz III. Gómez-Acebo, Concha IV. Dolinsky, Sandra Martha 17-40732

17-1187

CDD: 338.9

Índices para catálogo sistemático:

1. Física quântica

2017

Todos os direitos desta edição reservados à

EDITORA PLANETA DO BRASIL LTDA.

Rua Padre João Manuel, 100 – 21^o andar

Ed. Horsa II – Cerqueira César

01411-000 – São Paulo-SP

www.planetadelivros.com.br

atendimento@editoraplaneta.com.br

*Se tivesse que dizer onde estavam minhas verdadeiras asperezas, eu diria que ali onde
era subjugado por experiências que não podia explicar.
Até agora ninguém, nem sequer eu mesmo, conseguiu me livrar de algo explicando-o a
mim.*

Elias Canetti, *Uma luz em meu ouvido*

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO

1. O APARECIMENTO DE “ Ψ ” E OS SALTOS QUÂNTICOS
2. SOBREPOSIÇÃO E COLAPSO
3. MEDIR
4. ENTRELAÇAMENTO
5. DESIGUALDADE DE BELL
6. A ERA DA INFORMAÇÃO QUÂNTICA
7. CRIPTOGRAFIA
8. BREVE EXCURSÃO QUASE FILOSÓFICA
9. UNIVERSALIDADE DA TEORIA QUÂNTICA

APÊNDICES

NOTAS

Introdução

Este livro quer preencher uma lacuna: os livros modernos de divulgação da física dedicam-se especialmente a contar casos – quase sempre divertidos e interessantes, sem dúvida –, ou à descrição superficial de alguns princípios, mas deixam muitos leitores interessados com certo sentimento de insatisfação, porque se aproximam de uma matéria, mas não a abordam totalmente. Tratam de temas que parecem atraentes, embora não os expliquem. O leitor adquire apenas uma vaga ideia dos assuntos tratados, mas não conhecimento preciso ou profundo.

Pensamos que, com frequência, as pessoas recorrem a um livro de divulgação porque não têm a bagagem matemática para enfrentar livros mais técnicos, mas pretendem adquirir uma ideia cabal dos temas e princípios expostos.

Neste livro pretendemos explicar os fundamentos da mecânica quântica e suas aplicações recentes. Buscamos um difícil equilíbrio: utilizar matemática básica, mas sem deixar de esclarecer, em toda a sua profundidade, os temas tratados. Para isso, selecionamos um fio condutor que resume a essência quântica, o despimos do rigor matemático formal, substituindo-o por ideias intuitivas, retiramos tudo que é complementar e buscamos os casos simples e os experimentos para nos concentrarmos em explicar o fundamental. Repudiamos tudo aquilo que, embora importante em mecânica quântica, nos distraia desse fio condutor, e que, além de tudo, requeira um aparato técnico mais complexo. (Por isso não falamos, por exemplo, do *spin*, grandeza quântica por excelência e muito utilizado em outros textos para explicar os meandros quânticos.)

Preferimos nos dedicar a um só tema, que pode ser apresentado de forma muito intuitiva – a polarização da luz – e que vai nos conduzindo por meio do cerne quântico.

O nível de matemática foi reduzido ao mínimo, sendo ela substituída por imagens e analogias, de modo que só se requer matemática elementar para acompanhar o livro. Referimo-nos a somas, produtos e potências de números inteiros. Também há a opção de aprofundar um pouco mais com um nível de matemática ligeiramente superior. Quando aparece “cosseno de um ângulo”, por exemplo, apresentamos um quadro de moldura zigzagueada que encerra em si o material correspondente para que os leitores versados em tais ferramentas matemáticas o possam ler. Ao longo do livro vão se sucedendo esses quadros, que exigem apenas um nível médio de matemática.

No “Apêndice” colocamos os desenvolvimentos mais laboriosos, que aquilatam os detalhes do texto. Assim, os leitores que quiserem se aprofundar ou se convencer, por si mesmos, de alguns extremos poderão fazê-lo.

Temos que esclarecer desde o início algo importante: ninguém entende a mecânica quântica. Mais precisamente, se entender significa ter uma imagem clara de como funciona o mundo subatômico, será necessário aceitar que não o entendemos. Nossa pretensão será mais humilde. Tentaremos explicar o que se sabe e de que maneira; mas já advertimos aqueles que pretendem ler este livro para encontrar certezas: elas não existem. No máximo, poderemos abrir portas para espreitarmos mundos insuspeitados onde as coisas não são como no mundo macroscópico; onde se pode estar entre duas situações aparentemente incompatíveis; onde aquilo que fazemos em um lugar pode afetar instantaneamente objetos que se encontram longe; ou onde não se pode olhar impunemente, porque, ao olhar, altera-se aquilo que olhamos.

As ideias explanadas neste livro são importantes porque modificam nossa imagem do mundo. Explicá-las pode evitar maximizações simples: é tão ruim desprezar a ciência quanto acreditar que ela pode tudo. Há gente que pensa que a ciência avançou tanto que é possível teletransportar indivíduos (como o Sr. Spock, por exemplo, em *Jornada nas estrelas*). Mas não se pode enunciar princípios gerais sem especificar as situações em que são válidos. A ciência exprime com exatidão; não admite afirmações gerais sem especificar as condições de sua aplicação. E é a essa tarefa que nos dedicaremos no decorrer desta obra.

O livro consiste no desenvolvimento de um único tema: a sobreposição. Esse é o conceito diferencial entre a física clássica e a quântica. O fato de uma partícula subatômica estar em uma situação intermediária, em um estado “suspense” entre dois estados clássicos – duas posições, por exemplo –, é o que separa radicalmente as leis quânticas das clássicas. E permite inventar aplicações inimagináveis para o senso comum, aplicações baseadas em estados de sobreposição. Bohr, um dos fundadores da mecânica quântica, dizia que nossos conceitos, nascidos de uma visão macroscópica do mundo para a qual a física clássica é adequada, não permitem apreender o mundo quântico. Há um mistério radical na mecânica quântica. E esse será um de nossos objetivos: precisar as fronteiras desse mistério.

No capítulo 1 contamos como tudo começou, e por onde, desde o início, adentrou furtivamente o incompreensível. Aconteceu quando Schrödinger, outro dos fundadores, encontrou sua famosa equação. A equação tinha um sujeito, ψ , a função de onda, e esse sujeito era um tanto esquivo. Tão vagaroso era que custou muito pôr nele um traje, e ainda por cima, o traje tinha uma feitura desconhecida até então. Surge a pergunta: em que contexto sociocultural

Schrödinger formula sua equação revolucionária? O capítulo é complementado pela descrição do ambiente cultural da Viena de Schrödinger e de suas circunstâncias pessoais.

No capítulo 2 apresentamos, de modo operacional, por meio de experimentos, o protagonista do livro: a sobreposição, e seu antagonista: o colapso. Ao longo do capítulo analisaremos a luta entre esses dois personagens principais em diferentes situações, uma mais intrigante que a outra.

Já submersos nas estranhezas quânticas, tentaremos esclarecer, no capítulo 3, o que significa medir no confuso mundo quântico, e faremos isso investigando uma propriedade da luz que nos acompanhará pelo resto do livro: a polarização.

Poderemos, então, no capítulo 4, estender a ideia de sobreposição a sistemas de duas partículas. Assim, aparecerá o entrelaçamento, uma ligação entre partículas que permanece mesmo que elas se separem por grandes distâncias e faz com que uma partícula “sinta” o que é feito com a outra, por mais longe que esteja.

O capítulo 5 delimita a fronteira entre o mundo clássico e o quântico. As discussões entre Einstein e Bohr sobre se o mundo é quântico ou não encontram – com a essencial contribuição de John Bell – a medida que traduz em fatos as duas visões, porque descobre, no entrelaçamento, previsões experimentais diferenciadas para cada uma delas. Desta maneira, Bell põe números no mistério e deixa que a realidade dê razão a uma ou outra filosofia.

A desigualdade de Bell proporciona, além de tudo, um critério para saber se realmente um sistema está entrelaçado e pode ser utilizado para transmitir informação com a segurança de que nenhum espião a possa interceptar. E, assim, abre as portas da revolução gestada no campo da informação nos anos

1990 do século passado. No capítulo 6 explicamos como foram aproveitadas as estranhezas e anomalias quânticas para processar e comunicar a informação de uma forma totalmente nova, domando o mistério quântico para criar aplicações impossíveis de conceber com as ferramentas clássicas: a teleportação, a criptografia quântica e os computadores quânticos.

O capítulo 7 está centrado na criptografia; primeiramente explica, com um exemplo, o método de chave pública RSA, que, embora não seja quântico, deixa o leigo um pouco intrigado; na sequência, detalha o procedimento quântico, intrinsecamente seguro.

O capítulo 8 quer pôr ordem nas descobertas dos capítulos precedentes situando-os em uma trama coerente. A dificuldade dessa tentativa faz o capítulo se intitular “Breve excursão quase filosófica”. Nele, voltamos a abordar o problema do colapso, mas, dessa vez, sob a perspectiva mais geral do problema da medida, do qual o famoso expoente é o “Gato de Schrödinger”. Também mostramos como a única alternativa à pragmática interpretação de Copenhague (em sua versão moderna, da “informação quântica”) é a dos “muitos universos”, defendida majoritariamente pelos cosmólogos, porque se encaixa melhor na concepção global do universo.

Por último, o capítulo 9 transcende as próprias fronteiras do livro, levando a teoria quântica ao domínio da cosmologia. A pergunta que nos fazemos é: continua sendo válida a mecânica quântica quando existem campos gravitacionais muito intensos, como os que ocorrem nos buracos negros? O cavalo de batalha, como veremos nesse capítulo, é, outra vez, a informação. Em seus termos levantaremos de novo a pergunta anterior. A tal ponto a informação parece estar permeando tudo, que o livro concluirá com uma pergunta: seria a realidade, no fundo – no nível mais profundo –, informação?

O livro é enriquecido com cinco sugestivas ilustrações artísticas de Concha Gómez-Acebo, que engrandecem – às vezes com um toque de humor – algumas ideias importantes da mecânica quântica. Ao que parece, os temas aqui tratados foram fonte de inspiração para seu talento de pintora e estimularam sua intuição e imaginação.

Desde sua gestação, o livro contou com um leitor: Pepe Mañeru. As frequentes visitas de um dos autores (A. C.) ao amigo Mañeru, em Jávea, na dourada tranquilidade do sopé do Montgó (um lugar perfeito para meditações quânticas), logo se transformaram em leituras críticas dos primeiros capítulos do livro. Os conselhos de Mañeru também permitiram esclarecer explicações confusas; graças a eles foram reorganizados capítulos inteiros, dando-lhes coerência. Contar desde o início com um leitor crítico foi parte essencial do processo de criação.

Há um bom número de pessoas com as quais falamos (e discutimos) sobre mecânica quântica ao longo dos últimos anos. Não nos é possível citar todas elas, mas desejamos mencionar em particular Miguel Ferrero, Antonio Gallego e David Salgado, que foram nossos frequentes interlocutores em temas muito afins aos desenvolvidos aqui.

Agradecemos a Guillermo Cassinello Toscano pela ajuda prestada na confecção de muitos dos gráficos deste livro.

O aparecimento de “ ψ ” e os saltos quânticos

No século XVIII, Newton havia descoberto que, em um prisma óptico, a luz branca se decompõe em todas as cores do arco-íris. Na segunda metade do século XIX descobriu-se que, quando a luz emitida por uma substância aquecida até a incandescência passa por um prisma óptico, aparecem raias coloridas. Para cada substância obtêm-se cores diferentes.

O elemento mais simples, o hidrogênio, produz no prisma quatro raias: duas violeta, uma azul-esverdeada e outra vermelha. Essas raias constituem o espectro do hidrogênio (ver figura 1.1).¹

Cada elemento produz um espectro característico. Assim dizia um químico do século XIX: “Já não será necessário tocar um corpo para determinar sua natureza; bastará vê-lo”. É possível identificar um elemento por seu espectro. De fato, Kirchhoff e Bunsen conseguiram descobrir a existência de elementos desconhecidos até então. E identificaram elementos contidos na atmosfera do sol analisando em detalhes o espectro da luz proveniente dele. (A astronomia adquiria um novo impulso e se transformava em astrofísica: era possível estudar a composição dos corpos celestes apenas analisando a luz que recebemos deles.)

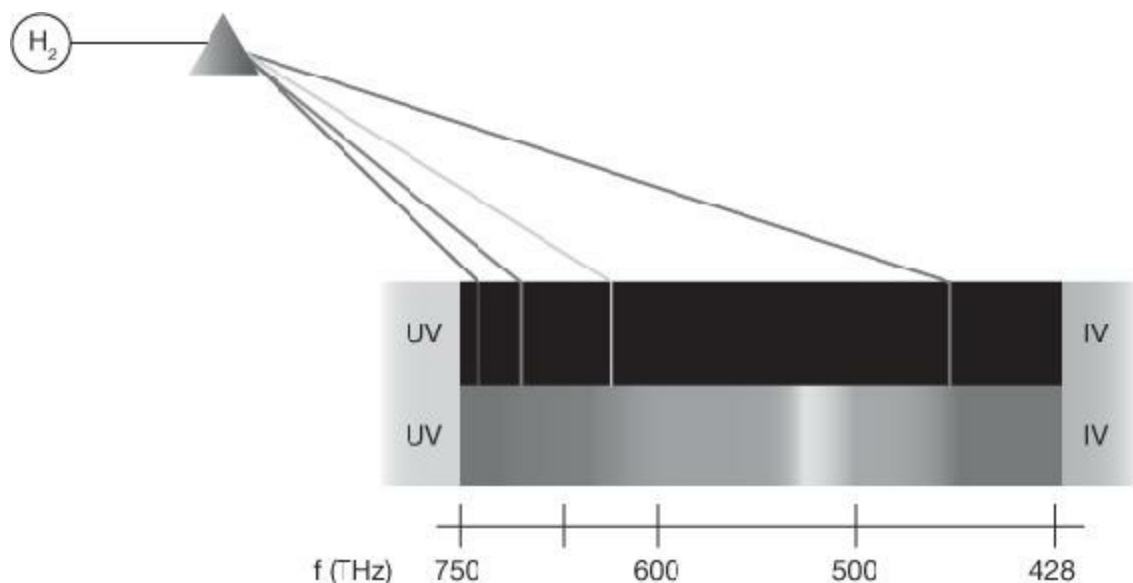


FIGURA 1.1. Representação das quatro raias visíveis do espectro do hidrogênio. Vemos também as frequências que correspondem a essas cores. Esta figura pode ser vista em cores no centro do livro.

Então, como se produziam essas raias espectrais? Por que uma substância emite luz de determinadas cores e outras de cores diferentes?

Foi necessário esperar a mudança de século para que Bohr, com seu modelo atômico, justificasse a formação dos espectros.

Em 1911, Rutherford descobriu que o átomo era formado por um núcleo, que contém praticamente toda a massa do átomo, e elétrons que se movem ao seu redor. A imagem inevitável era de um pequeno sistema planetário: os elétrons orbitam o núcleo em diferentes níveis ou camadas. Cada órbita corresponde a uma energia determinada.

Em 1913, Bohr postulou que nem todas as órbitas eram possíveis. Os elétrons só podiam se mover em órbitas com determinadas energias dependentes dos números naturais 1, 2, 3... (ver figura 1.2). O estado (a órbita) que corresponde a $n = 1$, o de menor raio, é o de menor energia e recebe o nome “fundamental”. Os demais ($n = 2, 3...$), de raios e energias maiores, chamam-se estados “excitados”. As órbitas se tornam, assim, “quantizadas” (podem ser contadas, não formam um contínuo). Então, quando um elétron salta de uma órbita ou nível energético a outro, emite ou absorve luz de uma determinada frequência

(uma determinada cor), que depende do *tamanho* do salto. Concretamente, quando um elétron passa do estado “fundamental” a um “excitado” (de maior energia), absorve luz. Porém, quando passa a um estado de menor energia, emite luz (ver figura 1.2).

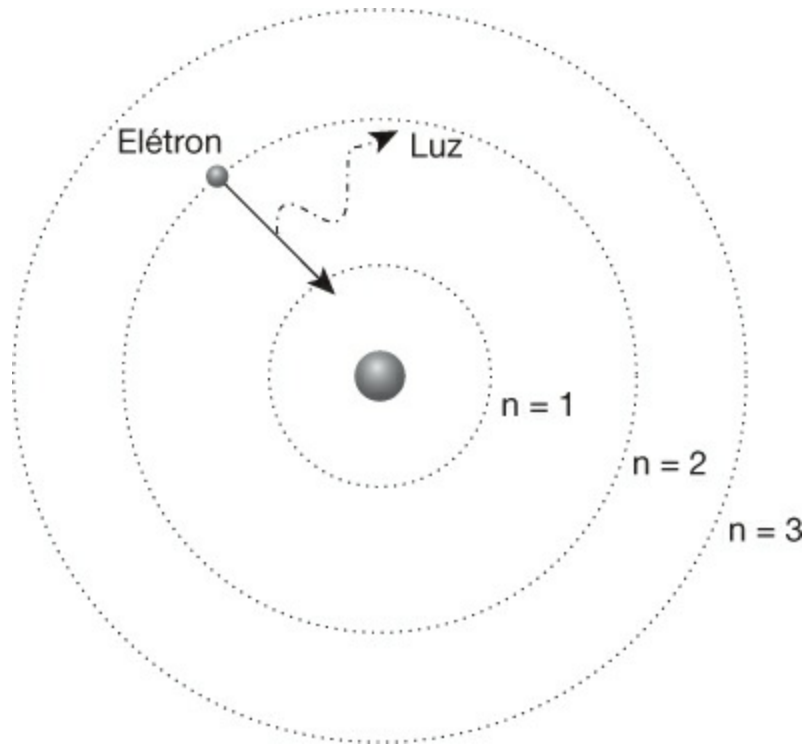


FIGURA 1.2. No modelo de Bohr, as cores do espectro de um elemento correspondem à luz emitida quando os elétrons saltam de órbitas de maior energia a outras de energia menor.

O que acontece, então, quando se aquece um gás é que, devido ao choque violento das moléculas do gás, os elétrons dos átomos se excitam: passam a órbitas mais energéticas; e delas saltam a outras de menor energia, emitindo luz. Essa é a luz que se vê no espectro. A cor (a frequência) dessa luz é proporcional à diferença de energia das órbitas implicadas.

Enquanto o gás continuar sendo aquecido haverá choques entre as moléculas, e, portanto, o espectro de emissão de luz será mantido.

O modelo de Bohr batia com as observações experimentais que desde 1860 haviam registrado os espectros de diferentes tipos de átomos.

O átomo de Bohr explicava de maneira muito simples os dados anteriores,

mas tinha um problema fundamental: era instável. Segundo a ciência física conhecida, os elétrons que giram ao redor do núcleo deveriam emitir radiação continuamente [radiação é simplesmente luz, mas em uma faixa de frequências mais ampla. Explicando melhor: a luz é a radiação correspondente às frequências visíveis, aquelas que o olho humano detecta], portanto, perder energia até cair no núcleo. Não se entendia como um sistema assim podia se manter.

Além do mais, não havia justificativa para o fato de os elétrons poderem girar em determinadas órbitas e não em outras.

Em 1925, Heisenberg por um lado e, em 1926, Schrödinger por outro, propuseram uma explicação.

A solução de Schrödinger é a que aqui nos interessa. Ele se apoiava em uma ideia que De Broglie havia formulado alguns anos antes (ver figura 1.3).

A hipótese de De Broglie era que os elétrons (e, em geral, todas as partículas) tinham uma onda associada. Seguindo uma convenção que se manteve ao longo dos anos, chamaremos de ψ (“psi”) a amplitude dessa onda associada em cada ponto do espaço. Será uma função das coordenadas do ponto em questão, e do tempo, já que irá variando. Recebe o nome de **função de onda**.

A energia da luz emitida em um salto de uma órbita de energia E_2 , mais afastada do núcleo, a outra órbita de energia E_1 , mais próxima do núcleo, é proporcional à diferença de energias:

$$E = E_2 - E_1$$

E a frequência dessa luz é:

$$f = \frac{E}{h}$$

O número pelo qual se deve multiplicar a frequência para transformá-la em energia é h , a constante introduzida por Planck em 1900 em sua revolucionária hipótese – formulada “como

um ato de desespero” – de que a energia é transferida em pacotes discretos.

Assim, a luz azul, como tem frequência maior que a vermelha, também é mais energética que esta.

QUADRO 1.1. Relação entre as energias de dois níveis e a frequência de uma raia do espectro.

Segundo De Broglie, as órbitas dos elétrons ao redor do núcleo assemelham-se às ondas que se criam em uma corda presa pelas pontas quando a fazemos vibrar. No caso da corda, só são possíveis as ondas estacionárias [estacionárias: que não se propagam. Alguns pontos da corda permanecem imóveis], nas quais cabe um número inteiro de comprimentos de onda na corda. (Na figura 1.3 estão representados os casos com 2 e com 3 comprimentos de onda.) De Broglie dizia que os elétrons têm uma onda associada, e com eles ocorre o mesmo: só são possíveis órbitas nas quais caiba um número inteiro de comprimentos de onda eletrônica. Isso explica por que algumas órbitas são válidas e outras não. Então, o modelo de Bohr ficaria – pelo menos em parte – justificado.

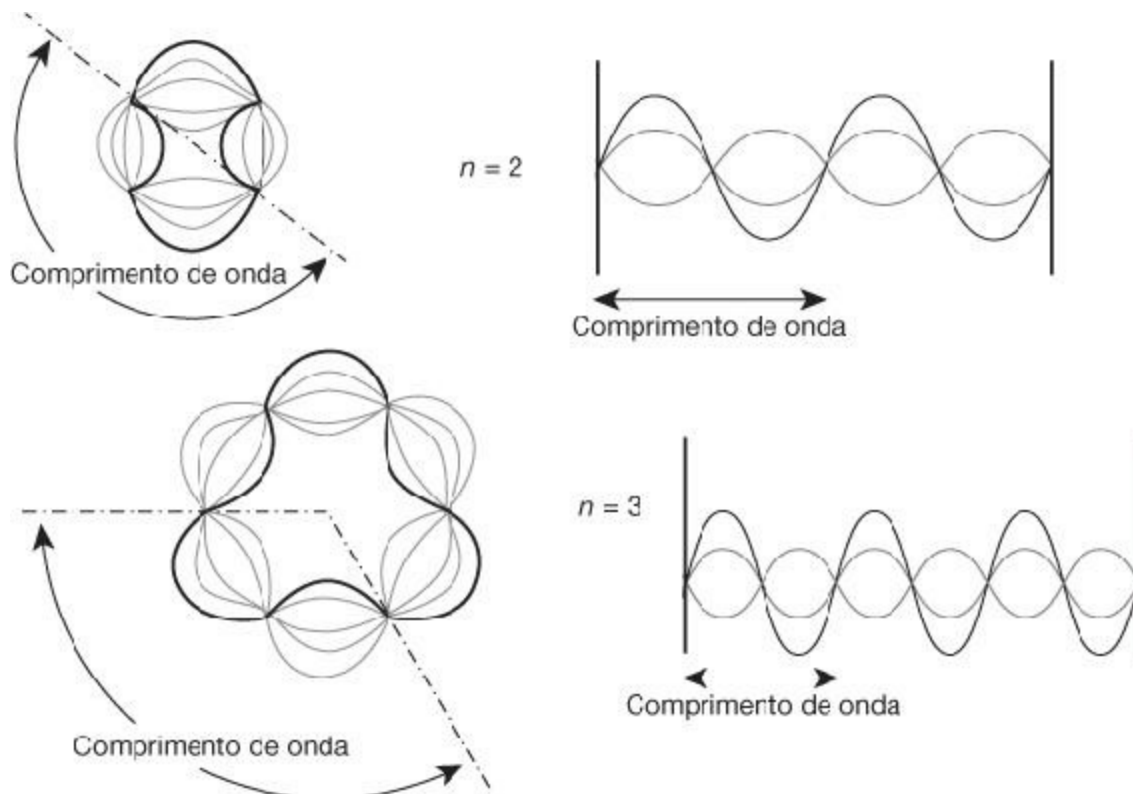


FIGURA 1.3. À direita, vemos ondas estacionárias criadas em uma corda presa pelas pontas, acima com 2 comprimentos de onda, abaixo com 3 comprimentos de onda. À esquerda, a corda forma uma circunferência. Vemos as ondas estacionárias de De Broglie também com 2 e 3 comprimentos de onda (acima e abaixo, respectivamente). Correspondem às órbitas $n = 2$ e $n = 3$ de Bohr.

Na realidade, o modelo dos elétrons girando ao redor do núcleo, ou transformados em ondas estacionárias de De Broglie, não descreve a verdadeira natureza do átomo, mas essas ideias serviram de ponto de partida para a busca do modelo correto. Esse modelo requeria uma teoria que revolucionaria a física.

Voltemos por um momento ao outono de 1925, em Zurique. Schrödinger era professor da Universidade de Zurique. O departamento de física dessa universidade organizava, junto com o departamento de física da mais célebre Escola Politécnica (onde Einstein havia estudado alguns anos antes), um seminário quinzenal no qual eram comunicados e discutidos os artigos mais recentes.

O professor Debye, da Escola Politécnica, dirigia o seminário. Entre os participantes encontrava-se Felix Bloch, que ganharia o Prêmio Nobel em 1952, mas na época era aluno da Escola Politécnica.

Felix Bloch recordava assim aqueles dias:²

Em uma ocasião, no final do *colloquium*, ouvi Debye dizer a Schrödinger algo como: “Schrödinger, o senhor não está trabalhando em nenhum problema muito importante. Por que não nos conta, em alguma sessão, algo sobre a tese de De Broglie, que parece haver atraído certa atenção?”.

Assim, em um dos colóquios seguintes, Schrödinger fez uma magnífica exposição de como De Broglie associava uma onda com uma partícula e como podia obter as regras de quantização de Bohr e Sommerfeld exigindo que se incluísse um número inteiro de ondas em uma órbita estacionária. Quando terminou, Debye sinalizou que esse modo de falar parecia um tanto infantil. Como aluno de Sommerfeld, ele havia aprendido que, para tratar adequadamente com ondas, era preciso ter uma equação de ondas. Isso parecia bastante evidente e aparentemente não causou grande impressão, mas Schrödinger mais tarde refletiu sobre essa ideia.

Algumas semanas depois, ele deu outra palestra no *colloquium* e começou dizendo: “Meu colega Debye sugeriu que deveria haver uma equação de ondas; pois bem, eu encontrei uma”. E, então, ele nos contou essencialmente aquele que seria, com o título “Quantização como um problema de autovalores”, o primeiro artigo de uma série publicada em *Annalen der Physik*.

Schrödinger publicou esse primeiro artigo em janeiro de 1926, e a esse seguiram-se outros três, com os quais ele completou a criação da nova teoria: a mecânica quântica ondulatória.

Schrödinger havia encontrado a equação de ondas correta: ao resolver sua equação saíam – sem suposições *ad hoc* como anteriormente – as energias das órbitas dos elétrons. Já não era preciso inventá-las, como havia feito Bohr; nem fazer suposições forçadas, como havia feito De Broglie; agora, as energias saíam de uma verdadeira equação. A equação de Schrödinger era formulada em relação a ψ , a função de onda (recordemos, a amplitude da onda associada ao elétron). Nas soluções de Schrödinger, a função de onda já não era uma linha vibrando, como supusera De Broglie, e sim algo mais parecido a uma nuvem contínua que enchia o espaço que cerca o átomo. As órbitas de Bohr ficariam como aproximações das soluções mais complexas encontradas por Schrödinger.

Segundo a interpretação que imediatamente Schrödinger fez de sua própria equação, a intensidade da onda ψ em cada ponto expressava a quantidade de

carga eletrônica – a “fração” de elétron, para entendermos – que há em tal ponto. Assim, a carga total do elétron se distribuiria pelo espaço proporcionalmente à intensidade de ψ . O elétron seria uma onda material ψ – ou um agregado, um pacote, de ondas materiais –, que encheria o espaço de forma contínua.



ILUSTRAÇÃO 1. O cientista dá elegantes saltos quânticos. Quando, ao saltar, ele se aproxima do núcleo, emite radiação (figura da esquerda). Quando, ao contrário, se afasta do núcleo (figura da direita), absorve radiação. Esta ilustração pode ser vista em cores no centro do livro.

Schrödinger poderia agora utilizar sua equação para explicar algo que sempre o havia intrigado: como, no átomo de Bohr, o elétron “salta” de uma órbita a outra? Não pode ser que desapareça de uma órbita e apareça em outra. Na natureza não há saltos descontínuos. Tinha que haver uma maneira de descrever a mudança de órbita... Em resumo, não se entendia como esses saltos aconteciam.

Mas com sua equação isso se explicava: as órbitas correspondem a funções de

onda estacionárias. Como essas funções correspondem a energias diferentes, podem gerar pulsações de modo semelhante a como dois tons sonoros de frequências próximas criam um som cuja intensidade aumenta e diminui com uma frequência igual à diferença das frequências originais. A emissão ou absorção de radiação, quando o elétron salta de uma órbita a outra, corresponderia, em seu modelo, à pulsação criada por duas ondas estacionárias de energia diferente. A frequência da radiação emitida ou absorvida seria proporcional à diferença das energias das órbitas implicadas. Resumindo, os saltos quânticos seriam explicados como intercâmbios de energia entre duas diferentes formas de vibração, de maneira que haveria uma transição contínua de um estado estacionário a outro.

A questão é que Schrödinger havia encontrado um mecanismo que evitava os incompreensíveis saltos quânticos. Conseguia recuperar uma imagem contínua da natureza. De fato, sua equação teve tão boa aceitação porque grande parte dos físicos se sentia mais à vontade com a imagem contínua proporcionada por sua equação que com a teoria rival, de Heisenberg, que partia de elementos descontínuos. (Pouco mais tarde se veria que as duas teorias, aparentemente tão diferentes, eram equivalentes.)

Pouco durou, porém, a satisfação de Schrödinger. Logo ficou claro que sua interpretação da função de onda, ψ , não era válida. Não que a equação fosse errada. Sua equação era correta. De fato, era – e continua sendo – a ferramenta fundamental de todo o edifício quântico. Os problemas apareciam ao se pretender que a função de onda, ψ , fosse a representação material, física, do elétron. Um dos físicos mais importantes da época, Lorentz, escreveu-lhe em maio de 1926:³

Se entendi corretamente, uma “partícula”, um elétron, por exemplo, seria comparável a um pacote

de ondas [...].

Mas um pacote de ondas, com o tempo, não pode permanecer unido nem confinado a um pequeno volume. A menor dispersão no meio o desagregará na direção de propagação, e sem essa dispersão se abrirá mais e mais na direção transversal. Devido a essa inevitável dispersão do pacote de ondas, não me parece que seja muito adequado para representar coisas às quais queremos atribuir uma existência individual permanente.

Essa dispersão do pacote de ondas faria com que, por exemplo, um elétron livre, ou seja, um elétron que saltou para fora do átomo, ocupasse, segundo a descrição ondulatória de Schrödinger, um espaço cada vez maior com o passar do tempo. O elétron, se a imagem de Schrödinger fosse válida, deixaria de estar confinado em uma parte do espaço, o que vai contra o comportamento do elétron observado em diversos experimentos.

Esse e outros problemas não menos importantes – dos quais não podemos tratar aqui – mostraram que não era possível atribuir a ψ uma realidade material. Embora a equação de Schrödinger fosse correta, sua interpretação do elétron como um pacote de ondas físicas reais não era, e nem, por conseguinte, sua explicação do salto quântico. O problema estava no coração de sua equação de ondas. Em uma onda há algo, um substrato material, que vibra. E o que vibra na equação de ondas de Schrödinger? A questão era que todas as tentativas de atribuir a sua onda ψ uma materialidade mostravam-se inconsistentes.

Faltava dar o passo definitivo: liberar ψ de seu caráter material.

O leitor não muito versado em matemática se perguntará como é possível que a equação de Schrödinger, que prediz com toda a precisão os níveis eletrônicos do átomo de hidrogênio (as órbitas de Bohr), não especifique, contudo, o que está vibrando.

A explicação é a seguinte:

A equação de Schrödinger, independente do tempo, é:

$$H\psi = E\psi$$

É uma equação de valores próprios: um operador matemático age sobre ψ e tem que dar um múltiplo do próprio ψ . Para que tenha solução, E tem que assumir certos valores reais: são as

energias permitidas do átomo de Bohr. São condições para que a equação tenha solução, mas não são a solução em si. Por isso, é possível prever as energias, condições da solução, apesar de não se entenderem bem as próprias soluções ψ .

QUADRO 1.2. Aqui se explica como, apesar de se obterem as corretas energias das órbitas com a equação de Schrödinger, persistem as dificuldades de interpretar ψ .

Cinco meses depois da publicação do artigo de Schrödinger, em junho de 1926, Born conseguia uma interpretação consistente de ψ – a interpretação que perduraria: ψ expressa a probabilidade de que o elétron se encontre em um lugar ou em outro.

A onda ψ não é o elétron em si; apenas descreve onde ele pode estar.

Os elétrons se movimentam ao redor do núcleo, mas não cabe atribuir-lhes uma trajetória específica. A função de onda ψ assume um valor determinado em cada ponto do espaço em cada instante, mas podemos supor que o elétron esteja em uma posição específica em cada momento. Sua carga também não se distribui pelo espaço segundo a intensidade de ψ . O elétron não é, portanto, uma onda dada por ψ . Pois bem, ψ expressa o que sabemos do elétron. ψ inclui toda a informação que se pode obter, em um dado instante, sobre o elétron. ψ indica onde o elétron pode se encontrar. Onde ψ assumir um valor mais alto, ali será mais provável encontrar o elétron; onde ψ for pequeno, será menos provável que esteja o elétron.

Born estabeleceu que a probabilidade de o elétron ocupar uma determinada posição era igual ao quadrado de ψ .⁴

O elétron é uma partícula, mas sua situação se faz fantasmagórica: só podemos conhecer a probabilidade de que ele esteja aqui ou ali, e essa probabilidade é proporcionada por uma onda – a onda ψ . Já sabemos em que consiste a onda ψ : é uma onda de probabilidade! (Será necessário elucidar se por

trás dessa afirmação é possível estabelecer uma conexão com uma realidade física. Esse será o tema que nos ocupará no capítulo seguinte.)

Desta maneira, qualquer partícula ou sistema quântico (elétron, fóton etc.) são descritos por sua função de onda ψ , e a probabilidade de que essa partícula ou esse sistema quântico se encontrem em certo lugar é igual ao quadrado de ψ .

Em relação aos “saltos” dos elétrons quando passam de um estado energético a outro, a situação continuava não esclarecida.

Em outubro de 1926, Schrödinger foi a Copenhague, convidado por Bohr. Heisenberg conta como foi o encontro:⁵

A discussão entre Bohr e Schrödinger havia começado na estação ferroviária e se prolongava todos os dias desde a manhã até tarde da noite. Como Schrödinger se hospedava na casa de Bohr, não havia nada que interrompesse as conversas. [...] É difícil transmitir a paixão das discussões, a profundidade das convicções de cada um deles. [...]

SCHRÖDINGER: Certamente você entende que a própria ideia dos saltos quânticos leva necessariamente a um disparate. [...] O salto ocorre gradualmente ou de repente? Se for gradual, a frequência orbital e a energia do elétron também deveriam mudar gradualmente. Não se concebe como isso pode dar lugar a uma raia (*uma única frequência*) espectral. Por outro lado, se o salto ocorre de repente, podemos obter o valor da frequência da luz (*emitida ou absorvida*), mas, então, devemos nos perguntar como o elétron se comporta durante o salto. Por que não emite um espectro contínuo, como requer a teoria eletromagnética? E que leis regem seu movimento durante o salto? Em resumo, a ideia em si dos saltos quânticos é mera fantasia.

BOHR: O que você diz é completamente correto. Mas isso não prova que os saltos quânticos não existam. Prova apenas que não os podemos imaginar, que os conceitos com que descrevemos os acontecimentos da vida comum e os experimentos de física clássica são inadequados para descrever os saltos quânticos. E isso não deveria nos surpreender muito, uma vez que os processos implicados não são objeto de nossa experiência direta.

SCHRÖDINGER: Não quero entrar em longas divagações sobre a formação dos conceitos, prefiro deixar esse assunto para os filósofos. Só quero saber o que acontece dentro do átomo. Não me importa que linguagem se utilize para analisá-lo. Se há elétrons no átomo, e se estes são partículas – como todos pensamos –, então devem se movimentar de alguma forma. [...] Mas está claro que não podemos esperar respostas a estas perguntas do formalismo da mecânica quântica por si só. Pois bem, quando mudamos a imagem e afirmamos que não há elétrons discretos, e sim ondas

eletrônicas ou ondas de matéria, as coisas são muito diferentes. Explica-se a emissão de luz tão facilmente quanto a transmissão de ondas de rádio por uma antena e, assim, o que parecia uma contradição insolúvel desaparece de repente.

BOHR: Lamento não concordar. As contradições não desaparecem; simplesmente mudam de lugar. Você fala da emissão de luz pelo átomo, ou, de modo mais geral, da interação entre o átomo e o campo eletromagnético circundante e pensa que todos os problemas se resolvem uma vez que assumimos que existem ondas materiais, mas não saltos quânticos. Considere simplesmente o caso do equilíbrio termodinâmico entre o átomo e o campo de radiação – recorde, por exemplo, a demonstração de Einstein da fórmula de Planck. Essa demonstração requer que a energia do átomo assuma valores discretos e às vezes mude de forma descontínua; não nos ajudam aqui os valores discretos das frequências. Você não pretenderá seriamente lançar dúvidas sobre as bases da teoria quântica!

[...]

SCHRÖDINGER: Se esses malditos saltos quânticos estivessem aqui para ficar, eu lamentaria muito ter contribuído para a teoria quântica.

Schrödinger sempre se negou a aceitar que não houvesse forma de descrever os saltos quânticos. Ainda em 1940, muitos anos depois da consolidação da mecânica quântica, ele publicou um artigo intitulado: “Existem saltos quânticos?”. Nele, continua se negando a aceitar saltos quânticos repentinos e indescritíveis. Schrödinger considera que devem ser explicados com base em combinações de ondas estacionárias reais: a onda associada ao nível energético de partida vai perdendo intensidade, ao passo que a onda associada ao nível energético de chegada vai aumentando a sua. Assim, o salto seria descrito como uma transição gradual, contínua, de uma onda estacionária à outra.

Veremos no capítulo 3 como essa imagem de Schrödinger, embora não consiga examinar o salto quântico, como ele pretendia, será operativa para “controlar” esse salto, que, assim controlado, será transformado em ferramenta fundamental para as prodigiosas novas aplicações da mecânica quântica.

Mas, antes, devemos nos aprofundar no significado e nas características da função de onda. A essa tarefa dedicaremos o capítulo seguinte.

A Viena de Schrödinger

Schrödinger nasceu em 1887 na capital do Império Austro-Húngaro, a “cidade dos sonhos”, o verdadeiro coração do império. Na segunda metade do século XIX, o imperador Francisco José havia se ocupado de estender e embelezar a cidade: o “anel central (*Ringstrasse*)” era uma sucessão de suntuosos edifícios construídos ao gosto da época, imitando a arquitetura barroca, gótica ou renascentista.

Esse estilo pomposo era a expressão estética de um convencionalismo moral e um conservadorismo nos costumes que afetavam também a vida cultural do império.

A mudança de século trouxe a renovação da decadente cultura do império. Foram muitos os homens que criaram uma nova cultura em Viena no início do século; entre eles, destacam-se Sigmund Freud, fundador da psicanálise, Arnold Schönberg, que revolucionou a música, Adolf Loos e Otto Wagner, a arquitetura, Ludwig Wittgenstein, a filosofia, e Ernst Mach e Ludwig Boltzmann, a física.

Sobre a vida cultural de Viena, Janik e Toulmin dizem o seguinte:⁶

“Não é fácil, hoje em dia, especialmente para um norte-americano jovem, entender até que ponto eram pequenos e estavam estreitamente ligados os círculos culturais da monarquia dos Habsburgo. Estamos acostumados a viver em uma sociedade na qual há muitos centros culturais diferentes e muitas atitudes culturais diversas. Também a educação de massas torna difícil conceber um país onde havia apenas uma

universidade e bastava um único edifício para contê-la; do mesmo modo, é difícil em nosso tempo compreender exatamente até que ponto a cêntrica Viena constituía a total vida cultural do império. [...] nos últimos tempos da Viena dos Habsburgo, qualquer líder cultural da cidade podia travar conhecimento com seus pares sem dificuldade maior, e, de fato, muitos deles eram amigos íntimos, apesar de trabalharem em campos muitos diferentes da arte, do pensamento e dos negócios públicos”.

Isso explica por que a maioria dos líderes intelectuais da cidade era influenciada por uma personagem peculiar que talvez não tenha deixado para a posteridade um volumoso catálogo de obras memoráveis, mas que dedicou toda a sua energia à tarefa de regenerar os costumes e a cultura da sociedade vienense: Karl Kraus.

Polemista incansável, ele publicou uma revista quinzenal, de 1898 até 1939 – feita muito frequentemente só por ele mesmo –, na qual denunciava, mediante a sátira, tanto a falta de autenticidade das convenções sociais da burguesia vienense como as manifestações culturais e artísticas de todo tipo que fossem pura ornamentação ou aparência, que não vibrassem – segundo seu critério – com o pulsar do autêntico.

“Para os vienenses, nada havia que tivesse mais importância que as artes, especialmente a literatura, o teatro e a música; e seus gostos nessas matérias refletiam (do ponto de vista de Kraus) a duplicidade moral que existia por toda a sociedade. Assim, seria por meio da literatura e da música que ele desnudaria a hipocrisia subjacente à vida da Cidade dos Sonhos.”⁷

A Viena intelectual frequentava com entusiasmo as leituras semanais de Karl Kraus. Conta Elias Canetti que nelas tanto se podia ouvir Kraus recitar um drama de Shakespeare ou uma obra própria como fazer uma sátira dos costumes vienenses ou criticar a mais recente estreia teatral ou musical. De qualquer maneira, “em suas leituras ele atacava tudo o que fosse ruim e podre”.⁸

Kraus atacava também a dupla moral com a qual a sociedade contemplava a prostituição e defendia que a sexualidade – incluindo a dos homossexuais – era uma opção pessoal e privada.

Seja como for, “em nenhuma outra cidade europeia o afã de cultura foi tão apaixonado como em Viena”, diz Stefan Zweig. “A pessoa não era verdadeiramente vienense sem o amor pela cultura, sem esse sentido que lhe permitia analisar e ao mesmo tempo usufruir dessa superfluidade sacratíssima da vida.”⁹

Nos cafés vienenses – o “Griensteidl” e o “Central” são especialmente famosos – reuniam-se as tertúlias literárias e liam-se os jornais, que, com destaque, informavam sobre os espetáculos teatrais e musicais da cidade. Nada havia de mais importante para um vienense que o que acontecia no Burgtheater (Teatro da Cidade) ou na Staatsoper (Ópera de Viena).

Coube à juventude da época de Schrödinger, graças a esse herdado interesse pela cultura, substituir os valores do século XIX por novos critérios estéticos e morais: estavam criando o mundo “moderno”.

Desde o *gymnasium* até a universidade existia um contágio coletivo na

descoberta de novas tendências artísticas. Não valiam os cânones do mundo obsoleto do império, era preciso explorar novos territórios estéticos.

O *aggiornamento* também afetou a ciência. No início do século, dois cientistas aglutinavam as novas correntes de pensamento: Mach e Boltzmann. Os dois foram professores na Universidade de Viena.

A figura de Ernst Mach foi de especial importância para a ciência e a filosofia, não só da Áustria, mas de todo o mundo ocidental. Sua crítica da ciência e da filosofia da época, em sua cátedra de Viena, teve enorme influência em todos os âmbitos da cultura.

Mach afirmava que as teorias físicas são descrições dos dados dos sentidos que simplificam a experiência, permitindo ao cientista, por isso, antecipar eventos posteriores.

Todo conhecimento tem por base a **sensação**, e a física estuda as conexões dessas sensações.

Trata-se de desterrar da ciência todos os elementos metafísicos, de combater a tendência a conferir realidade a abstrações como “força”, “leis da natureza”, “espaço absoluto” ou “tempo absoluto”. É preciso combater essa tendência metafísica porque só ajuda a criar confusão e engendrar todo tipo de “monstros conceituais”.

Mach, de fato, empenhou-se em explicar como, ao longo da história, haviam sido introduzidas explicações espúrias dos fenômenos que transcendiam os limites do observável. “A ciência deve apenas descrever os dados dos sentidos da maneira mais eficaz possível.”

Mach engrossa a tradição filosófica britânica do nominalismo e empirismo de Locke e Hume.

As ideias de Mach influenciaram muito o jovem Einstein, que na formulação da Teoria da Relatividade Especial (1905) empenhou-se em utilizar somente conceitos relacionados com grandezas mensuráveis e sempre insistiu na forma de medi-las. Contudo, essa influência desapareceu em grande parte com a criação da Relatividade Geral (1915), e Einstein acabou sendo um defensor convicto do realismo objetivo (como veremos no capítulo 5).

Contrapõem-se às ideias de Mach as de Heinrich Hertz, embora o primeiro, que não entendia o segundo, não pensasse assim.

Hertz – que por sua vez seguia seu mestre, Helmholtz – afirma em seu livro *Princípios de mecânica* que os homens não são meros espectadores passivos que sofrem as “impressões” de Hume ou as “sensações” de Mach; os homens constroem conscientemente modelos, representações, dos fenômenos. Os elementos dessas representações não procedem, necessariamente, da experiência; guardam correspondência com “sequências possíveis” de eventos observados. O sistema de equações de Maxwell, por exemplo, implica, em si mesmo, um enquadramento da realidade física.

Nessa linha de pensamento enquadram-se tanto Planck quanto Boltzmann. Especificamente, este último defendeu as representações de Hertz, que, em 1890, em franca oposição à pouca importância que Mach concedia à teoria, escreveu: “Sustento o ponto de vista de que o papel da

teoria é a construção de uma imagem do mundo externo que só existe em nós mesmos, a qual tem que servir de guia a todos os nossos pensamentos e experimentos”.¹⁰ Boltzmann fez, ainda, sua contribuição particular à física teórica desenvolvendo a mecânica estatística, pedra angular de toda a física contemporânea. Mediante ela, estudando os possíveis estados microscópicos de átomos e moléculas, obtemos os resultados macroscópicos da termodinâmica.

Devemos notar que quando Boltzmann postulou sua hipótese ainda não havia dados experimentais que mostrassem a existência física dos átomos. Sob sua visão positivista, Mach só podia negar os átomos porque não correspondiam a experiências sensíveis; e, evidentemente, ele se opunha a todas as considerações da mecânica estatística sobre seus estados possíveis.

De qualquer maneira, a polêmica mantida por esses dois grandes da física e da epistemologia favoreceu a capacidade crítica da comunidade científica, e, sem dúvida, alimentou o interesse dos jovens pela ciência. Nada mais estimulante para quem está começando que ver como a ciência foi sendo criada a partir das discussões de professores consagrados. O próprio Schrödinger conta que quando chegou à universidade, em 1906, estava impaciente por ouvir Boltzmann. Infelizmente, descobriu que ele havia falecido – suicidara-se pouco antes, em setembro de 1906. Ainda assim, Schrödinger pôde desfrutar indiretamente dos ensinamentos de Boltzmann por meio daquele que este considerava o melhor de seus discípulos, Fritz Hasenöhl. As ideias de Boltzmann impactaram

Schrödinger: “Posso dizer que seu mundo de ideias foi meu primeiro amor na ciência. Nenhuma outra personalidade me fascinou de tal maneira, nem o fará no futuro”.¹¹

Sobre a influência relativa dessas personagens em Schrödinger, é ele próprio, em sua carta a Eddington de 1944, quem nos diz:

Como sabe, Boltzmann e Mach estavam tão interessados em filosofia, mais especialmente em epistemologia, quanto em física; de fato, todos os seus últimos escritos estão impregnados de uma visão epistemológica [...] Mas nós, cheios de grande admiração pela sincera e incorruptível luta de ambos em prol da verdade, não os considerávamos irreconciliáveis. O ideal de Boltzmann era produzir “imagens” absolutamente claras, quase ingenuamente claras, e detalhadas, sobretudo para ter certeza de que estaria evitando hipóteses contraditórias. O ideal de Mach era uma síntese cautelosa de fatos observáveis que podiam, se assim se desejasse, remontar até a percepção sensorial direta [...] Contudo, nós decidimos por nossa conta que eram somente diferentes métodos de ataque, e que estávamos perfeitamente legitimados para seguir um ou outro, com a condição de não perder de vista os princípios importantes que seus respectivos seguidores destacavam mais fortemente.¹²

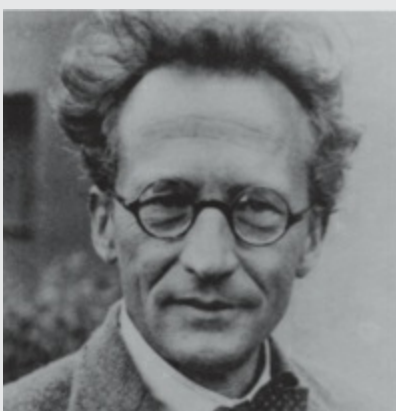
Na formação de Schrödinger, o ambiente cultural da Viena em que cresceu tem grande importância.

Como bom vienense, ele desfrutou desde muito jovem dos espetáculos teatrais. Schrödinger escrevia em um caderno opiniões e comentários sobre as peças de teatro a que assistia.

Sua educação foi de uma amplitude e solidez como só podia se dar em uma cidade que respirava cultura por todos os poros. Ele participou também da corrente de energia crítica e criativa que se expandia em Viena naqueles anos. Esses elementos ajudaram a configurar uma personalidade que se interessou por uma multiplicidade de temas, não só pela física – sua curiosidade pela filosofia e pela história, que o acompanhou por toda a

vida, levou-o a escrever um livrinho que ainda hoje os professores de filosofia utilizam em suas aulas: *A natureza e os gregos*; e sua contribuição às ciências da vida se materializou em outro livro influente: *O que é vida?*. O entorno onde cresceu o ajudou, além de tudo, a gozar de uma independência e de uma liberdade de pensamento que lhe permitiram não atender em excesso às convenções sociais – em Dublin, ele viveu com sua mulher e sua amante – e ainda ter arrojo suficiente para romper os moldes da física clássica.

Breve biografia de Schrödinger



Erwin Schrödinger nasceu em 1887 em Viena.

Seu primeiro grande mestre foi seu pai, homem de vasta cultura, apaixonado por pintura e estudioso da botânica. Para Erwin, “era um amigo, mestre e companheiro de conversas intermináveis”.¹³

Na educação secundária (*gymnasium*), de 1898 a 1906, foi um aluno especialmente brilhante e adquiriu uma sólida formação em matemática e física, e também em latim, grego e cultura clássica. Interessou-se

especialmente por filosofia grega.

Na universidade, de 1906 a 1910, apreciou especialmente os ensinamentos de Hasenöhl, discípulo de Boltzmann.

Passou um breve período como professor em Viena, antes da guerra de 1914, e outro brevíssimo em cidades alemãs e polonesas, até que se estabeleceu em Zurique, em 1921.

Em sua aula inaugural na Universidade de Zurique, em 1922, intitulada “O que é uma lei natural?”, ele sugeriu, seguindo os passos de Boltzmann, que as leis da natureza são estatísticas, e questionou a causalidade absoluta.

Foi em Zurique que conseguiu sua máxima conquista: a famosa equação que leva seu nome, publicada em 1926.

Um ano depois, foi-lhe oferecida a cátedra de Berlim, e ali ele permaneceu de 1927 a 1933.

Ele não estava disposto a viver sob o jugo nazista, de modo que abandonou voluntariamente a Alemanha em 1933. Foi quando lhe concederam o Prêmio Nobel, que dividiu com Dirac. (Voltou à Áustria em 1936 por um período de quase dois anos e, dessa vez, foi afastado de seu cargo pelo regime nazista.)

Estabeleceu-se em Dublin em 1939, e ali viveu até 1956.

Em 1956, pouco depois de as potências aliadas porem fim à ocupação da Áustria, Schrödinger voltou a Viena, sua amada cidade natal. Lá morreu, em 1961.

A vida amorosa de Schrödinger (uma família especial)

Em uma época muito convulsa, na qual também as relações sexuais se reinventaram, Schrödinger viveu suas relações amorosas de maneira muito pessoal.

Poucos anos depois de se casar com Annemarie Bertel, parece que ficou claro para ambos que a relação não excluía paixões amorosas fora do casamento. Annemarie escreveu-lhe em 1936: “Você é um dos que me convenceram de que o casamento burguês é o fim definitivo do profundo sentimento de amor, porque a convivência cotidiana destrói a magia [...] E pode acreditar, Erwin, eu não gostaria de trocar essa forma de felicidade por um casamento que me permita estar sempre com Peter”.¹⁴ (“Peter” era o apelido de Hermann Weyl, grande matemático e amigo do casal desde sua estada em Zurique.)

Schrödinger foi sempre muito dado a paixões, desde sua fascinação pela jovem Itha Junger, a quem dava aulas particulares em 1926, sendo ela uma mocinha e ele já bem mais velho, até seus amores tardios em Dublin, quando era quase sexagenário. Mas com quem teve uma relação mais longa – afora com sua mulher, com quem o sexo parecia não ser tão importante – foi com Hilde March, a mulher de seu amigo Arthur March, com quem teve uma filha, que nasceu em 1934. Em Dublin, Schrödinger viveu com Annemarie, Hilde e sua filha. Por mais difícil que possa parecer a convivência dessa família especial, para Schrödinger foi um período

feliz: “Foi uma época muito, muito linda. Sem ela, eu não teria conhecido esta ilha um tanto afastada e bela; em nenhum lugar teríamos passado a horrível guerra nazista de modo tão prazeroso que dá até vergonha”.¹⁵

Essa família tão peculiar durou até 1946, ano em que Hilde deixou Dublin com a filha e voltou para Arthur March, em Innsbruck.

A convivência de Schrödinger com a mulher Annemarie se manteve através de todas essas vicissitudes amorosas até a morte de Schrödinger, já de volta em sua ansiada cidade natal, Viena, em 1961.

Pouco antes de morrer, ele escreveu notas autobiográficas que começam com uma melancólica confissão que reflete a importância da amizade e ao mesmo tempo expressa um arrependimento velado:

“Durante o último período de minha vida estive separado de meu melhor amigo, do amigo a quem mais ligado era. (É possível que esse seja o motivo pelo qual fui censurado com frequência por carecer de sentido para a amizade e de tê-lo só para a aventura amorosa)”.



Na volta de seu longo exílio, Schrödinger viveu neste palacete elegante. Fica ao lado da belíssima “Escadaria de Strudelhof”, construída no mais puro estilo Jugendstil (modernista) em 1910.

Sobreposição e colapso

Neste capítulo, tratamos de nos concentrar no cerne quântico, esquadrihar os objetos quânticos, as partículas elementares, para que nos revelem, por meio de experimentos, as leis que seguem. Queremos elucidar o significado da função de onda porque é isso que caracteriza uma partícula subatômica em uma situação dada. Tudo que se pode saber de um elétron está contido em sua função de onda ψ . E embora tenhamos visto que o elétron no átomo não se distribui no espaço segundo a amplitude de sua função de onda ψ , como erroneamente acreditava Schrödinger no início, ψ mede, sim, a probabilidade de que um elétron se encontre em certa região do espaço – a probabilidade é dada, especificamente, pelo quadrado de ψ . Isso é tudo que podemos saber do elétron, o que ψ indica. Por isso, precisamos saber mais sobre a função de onda, descobrir como ψ se comporta em diferentes situações.

Examinaremos diferentes arranjos experimentais para conhecer mais sobre o comportamento das funções de onda. Assim, extrairemos as regras seguidas pelas partículas subatômicas e que caracterizam a mecânica quântica. Veremos que são muito diferentes das regras que regem o mundo macroscópico ao qual estamos acostumados. Embora analisemos com detalhes os experimentos e obtenhamos as regras do mundo quântico, já adiantamos que não seremos capazes de entender totalmente como e por que acontece o que acontece.

Restarão muitas perguntas em aberto, e assim as deixaremos. Como dizia Feynman:

Devido ao fato de o comportamento atômico ser tão diferente de nossa experiência habitual, é muito difícil nos acostumarmos a ele. E ele se manifesta estranho e misterioso a todos, quer se trate do noviço ou do físico experimentado. Mesmo o expert não o compreende da forma que gostaria, e é perfeitamente razoável que assim seja, pois toda a experiência direta ou a intuição é aplicável só aos objetos grandes. Sabemos como agirão os objetos grandes, mas os de pequena escala não terão comportamento semelhante.¹⁶

Nossa tarefa será mostrar o enigma quântico, e procuraremos não fazer suposições extras. Vamos nos limitar a contar o que acontece em uma série de experimentos.

Em vez de tratar de elétrons, trataremos de fótons, as partículas de luz, porque o desenvolvimento atual dos lasers permite um controle inaudito desse tipo de experimento.

Primeiros experimentos

Quando a luz de um laser incide em um espelho semirrefletor, conforme mostra a figura, metade da luz é refletida e a outra metade transmitida (ver figura 2.1).

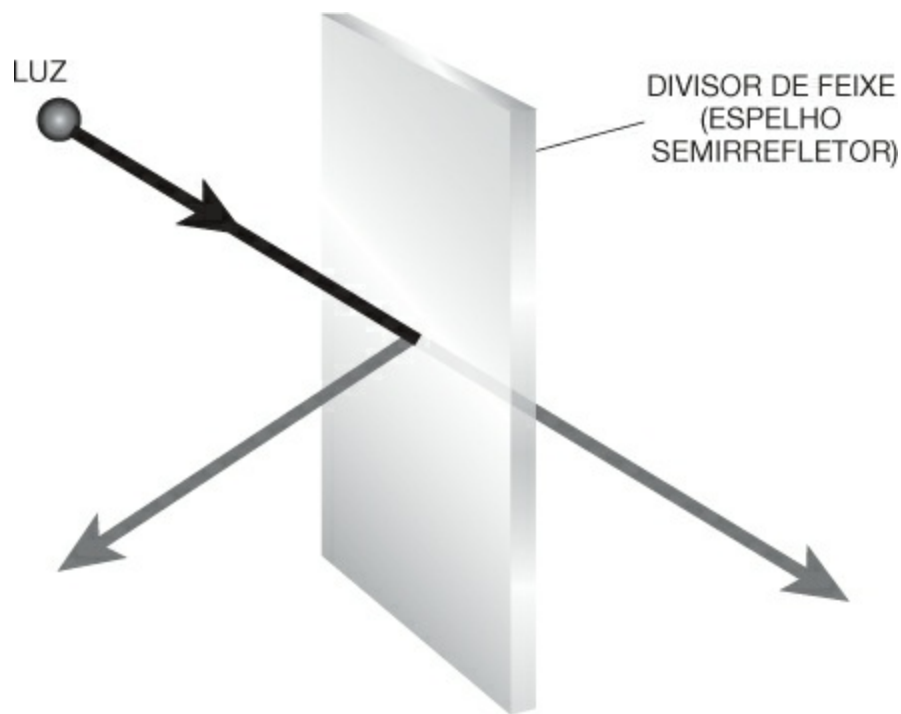
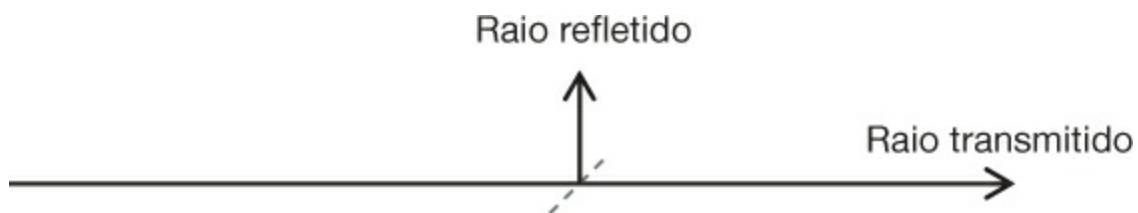


FIGURA 2.1. Espelho semirrefletor: divide a luz em dois feixes de igual intensidade, um refletido e outro transmitido.

Representaremos um espelho semirrefletor por uma linha tracejada:



Depois de um espelho semirrefletor E, situamos dois espelhos comuns nas trajetórias dos feixes refletido e transmitido para enviar a luz aos detectores D_1 e D_2 [os detectores emitem um som quando chega a eles um raio de luz, por mais tênue que seja] (ver figura 2.2):

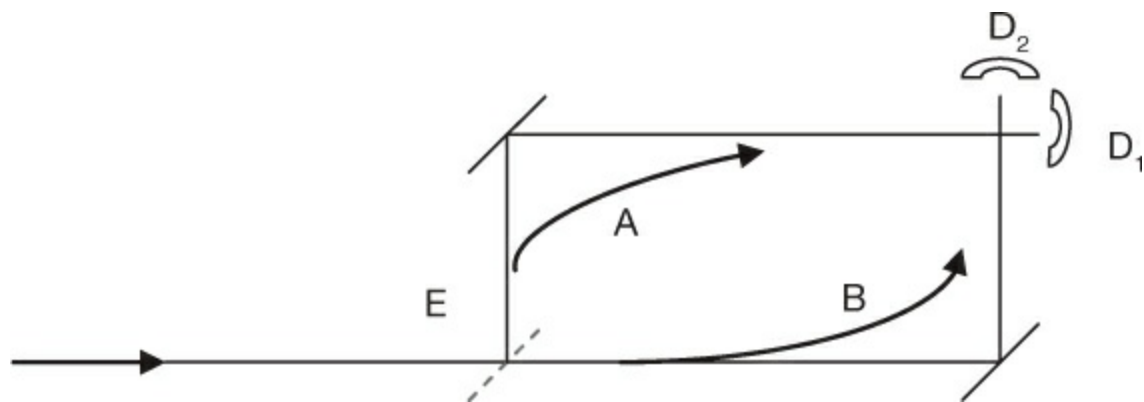


FIGURA 2.2. Os detectores identificam o caminho (A ou B) seguido pela luz.

Reduzimos a intensidade da luz que chega a E até que não haja mais que um “clique” nos detectores a cada vez. Há cinquenta anos isso seria só um experimento dos chamados imaginários. Com os lasers atuais, isso é obtido de modo rotineiro.

Teremos uma sucessão de cliques, alguns em D_1 e outros em D_2 . Cada clique corresponde à chegada de uma partícula. Essa partícula é um fóton; é a mínima quantidade de luz que pode ser gerada, a menor porção de luz que existe, o pacote elementar, o *quantum* indivisível de luz. Observamos que um dos dois detectores dá um clique a cada vez, nunca os dois ao mesmo tempo. Os detectores D_1 e D_2 vão se alternando aleatoriamente.

Observamos, ao fazer a contagem das detecções, que é obtido aproximadamente o mesmo número de cliques em cada detector.

Isso quer dizer que algumas vezes o fóton foi transmitido e seguiu a rota B, e outras, refletiu-se e seguiu a rota A (ver figura 2.2).

Entendemos, então, que o fóton escolhe aleatoriamente um dos dois caminhos possíveis: ou se reflete em E e segue o caminho superior, A, ou é transmitido em E e segue o caminho inferior, B.

Como havíamos dito ao tratarmos da equação de Schrödinger, todo objeto quântico é caracterizado por uma função de onda. Vejamos qual é a função de onda do fóton nesse experimento.

O fóton tem a mesma probabilidade de ir pelo caminho A ou pelo caminho B.

Designaremos por $|\psi_A\rangle$ a função de onda do fóton quando vai por cima e por $|\psi_B\rangle$ quando segue o caminho de baixo.

De modo que se o fóton incidir em D_1 , terá função de onda $|\psi_A\rangle$, e, se incidir em D_2 , terá função de onda $|\psi_B\rangle$.

As duas alternativas são excludentes: ou o fóton passa por cima com função de onda $|\psi_A\rangle$, ou passa por baixo com função de onda $|\psi_B\rangle$.

Com esse experimento descobrimos qual rota o fóton segue.

Sobreposição...

Introduziremos, a seguir, outro espelho semirrefletor F entre D_1 e D_2 . (Ver o dispositivo da figura 2.3, cujo nome é **interferômetro de Mach-Zehnder**.) O que esperar que aconteça agora? Tanto se o fóton vier por A como se vier por B, pode se refletir ou ser transmitido nesse segundo espelho semirrefletor F. Se o fóton vier por A e se refletir em F, será detectado em D_2 ; se for transmitido, chegará a D_1 . O mesmo acontece se o fóton vier por B: pode se refletir e chegar a D_1 ou ser transmitido e detectado em D_2 .

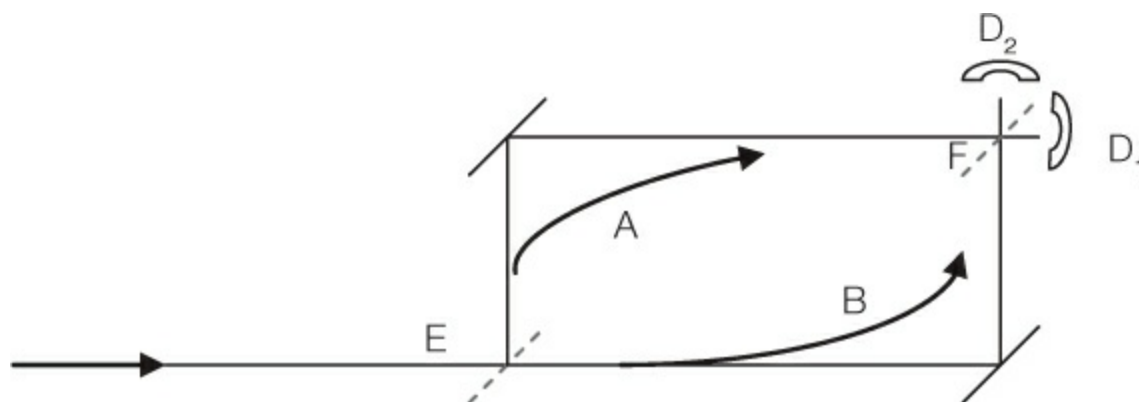


FIGURA 2.3. A introdução do espelho semirrefletor F muda drasticamente o panorama: não se sabe qual caminho seguiu o fóton que chega a um detector.

Esperamos, portanto, que aproximadamente metade dos fótons chegue a D_1 e

outra metade a D_2 .

Para comprovar nossa hipótese, fazemos o experimento: enviamos fótons de um em um para E.

Temos uma surpresa: só ocorrem cliques em D_1 . Como é possível? O que está acontecendo?

Observamos que ao bloquear qualquer uma das duas rotas, obtemos metade dos cliques em um detector e a outra metade no outro. De modo que é o fato de a outra rota estar aberta que impede o fóton de chegar a D_2 . A única explicação é que, de alguma maneira, o fóton viajou pelas duas rotas ao mesmo tempo.

Temos que recorrer às ondas para explicar de que modo todos os fótons chegaram a D_1 e nenhum a D_2 . Duas ondas podem ser canceladas se forem “ao contrário” (em oposição de fase), e também podem ser reforçadas se agirem “juntas” [em fase] (ver figura 2.4).

Se os fótons não chegam a D_2 deve ser porque, de algum modo, as “ondas” provenientes dos caminhos A e B foram canceladas na rota para D_2 .

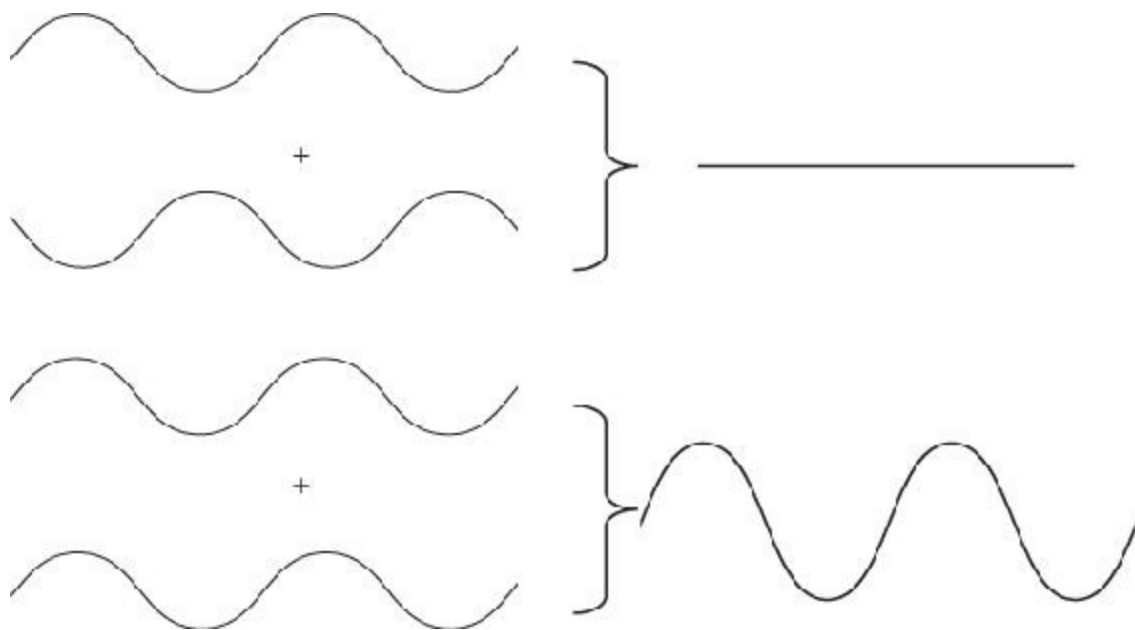


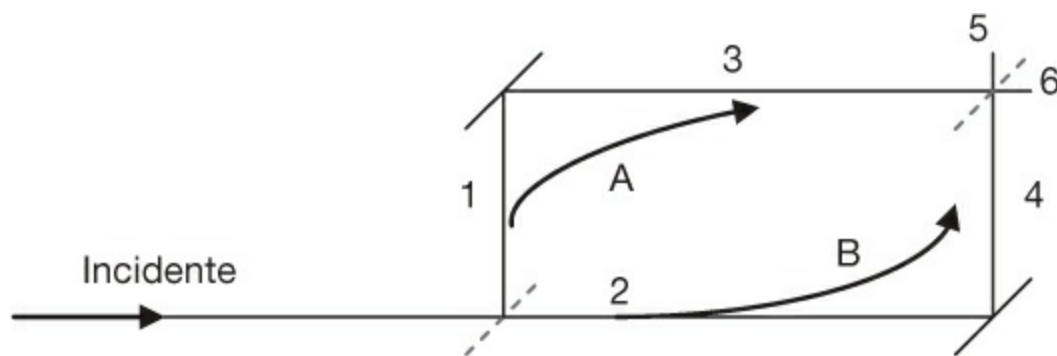
FIGURA 2.4. Na parte superior mostra-se o cancelamento de duas ondas em oposição de fase. Na inferior, as duas ondas em fase geram outra de amplitude dupla.

Isso implica aceitar, então, que essas partículas chamadas fótons – não esqueçamos que chegam de um em um; são os cliques que detectamos – são muito especiais, a ponto de se comportarem como se fossem ondas. O fóton, agora, assim como as ondas, segue as duas rotas A e B. E, como as ondas, as duas rotas do fóton interferem no segundo espelho semirrefletor F. Ali, as “ondas” que vão para D_2 são canceladas, ao passo que as que vão para D_1 são reforçadas.

É preciso admitir que a função de onda do fóton, como se fosse uma onda física normal, se divide em dois ao chegar ao espelho E; uma parte é refletida e outra transmitida. A função de onda completa será a soma – a **sobreposição**, como se diz normalmente – dessas duas partes: $|\psi\rangle = |\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$. E essas duas partes $|\psi_A\rangle$ e $|\psi_B\rangle$ interferem no segundo espelho semirrefletor F, dando como resultado um cancelamento das funções de onda em D_2 e uma reposição da função de onda original em D_1 (ver o quadro 2.1).

O cancelamento das ondas em D_2 pode ser entendido mediante uma analogia com ondas clássicas:

Atribuiremos um número à onda correspondente a cada braço, conforme se vê na figura:



Em cada reflexão a onda é atrasada $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda.

Assim, temos as defasagens mostradas no quadro 2.2.

Se observarmos esse quadro, nos componentes das ondas refletida e transmitida que chegam a 5, vemos que estão em oposição e se cancelam mutuamente. O resultado é uma onda nula.

Porém, as contribuições de ondas refletida e transmitida que chegam a 6 estão em fase:

recompõem a onda incidente.

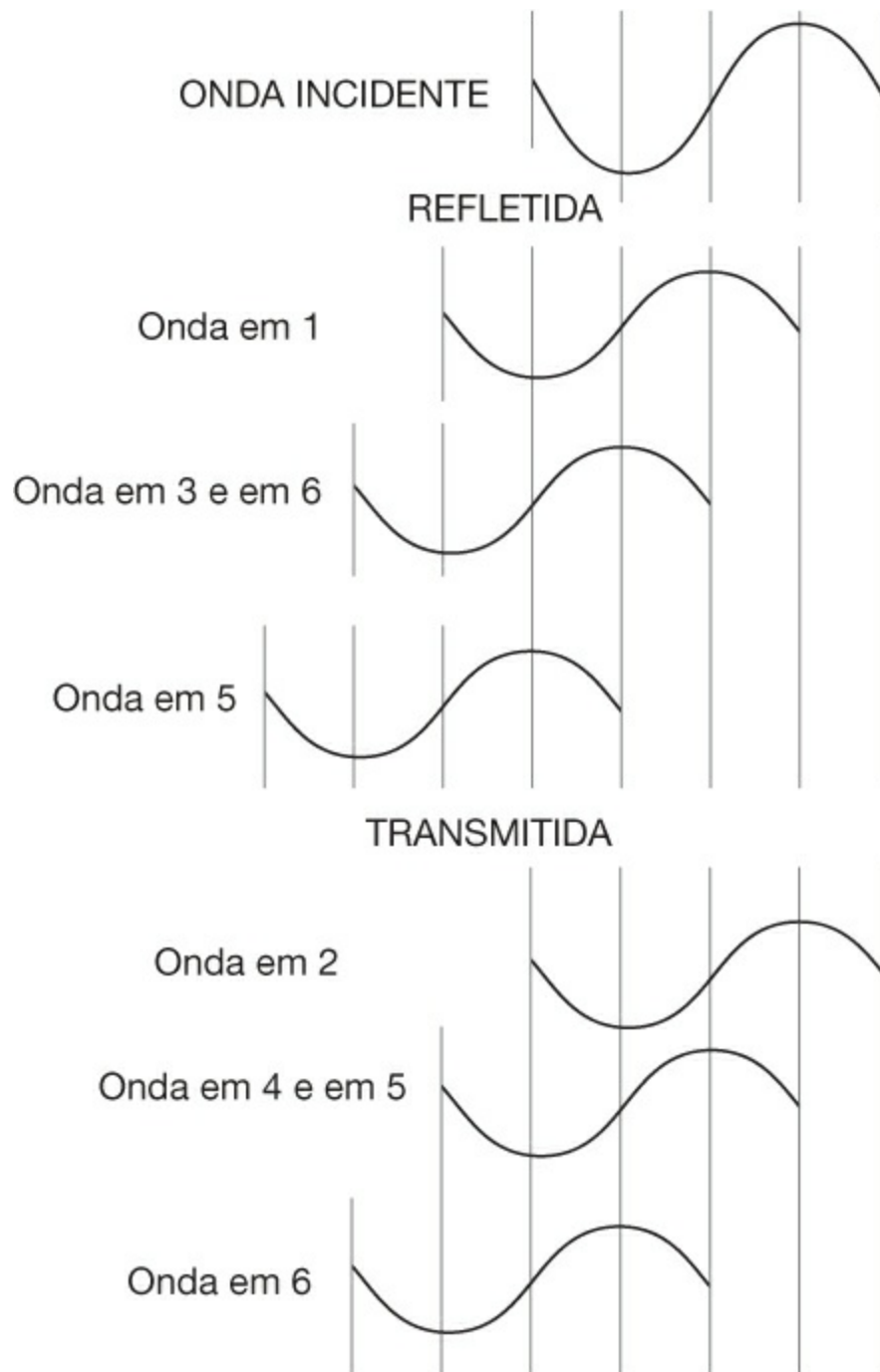
(É importante enfatizar que o que estamos fazendo aqui é só uma analogia.)

QUADRO 2.1. Cancelamento de ondas em D_2 .

Há uma estranha dualidade de comportamentos. O fóton é uma partícula – faz clique em um detector –, mas pode também se comportar como uma onda. Se o espelho semirrefletor F não estiver colocado, o fóton ou irá pela rota A ou pela rota B. Quando o espelho semirrefletor F está colocado, o fóton vai ao mesmo tempo pelas rotas A e B, como faria uma onda. É um único fóton, uma única partícula, mas vai ao mesmo tempo, como uma onda, pelas duas rotas. E é uma só partícula: só ocorre um clique, nunca dois, como poderia acontecer no caso de uma onda normal.

No primeiro experimento havíamos dito que $|\psi_A\rangle$ e $|\psi_B\rangle$ eram alternativas excludentes; que o fóton ou ia por um caminho ou pelo outro. O segundo experimento nos mostra que no mundo quântico podem ocorrer sobreposições (somas) de estados excludentes. Essa é a grande diferença em relação ao mundo a que estamos acostumados. No mundo microscópico as coisas podem estar em um estado de sobreposição de dois estados que normalmente concebemos como incompatíveis. (É como estar ao mesmo tempo em dois lugares.) Aqui reside a grande revolução da mecânica quântica, a ideia que rompe nossos esquemas e permite aplicações inconcebíveis para uma mente que raciocina segundo as leis “clássicas” (as leis anteriores ao aparecimento da mecânica quântica). Se o espelho semirrefletor F está presente, o fóton vai ao mesmo tempo pelos caminhos superior e inferior. É uma partícula, mas vai ao mesmo tempo pelas duas rotas, como se fosse uma onda. A função de onda do fóton indica que ele vai pelos dois caminhos, de maneira que sua função de onda se separa em duas

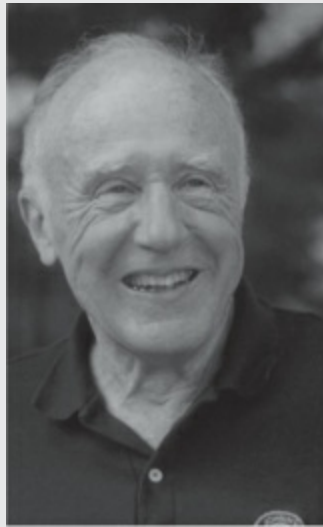
partes.¹⁷ E essas partes se cancelam na rota para D_2 , fazendo que o fóton sempre acabe em D_1 . No mundo normal (“clássico”), só pode haver cancelamento de ondas quando interferem duas ondas claramente diferenciadas, cada uma com sua individualidade. Em nosso caso é um só fóton, e nada mais que um que interfere com ele mesmo.



QUADRO 2.2. Detalhe das ondas.

John Archibald Wheeler

John Wheeler morreu em 2008, aos 96 anos. Foi o epígono de uma época dourada da física, última testemunha daqueles anos 1920 em que, a golpe de discussões e de passeios (Heisenberg rememora muitas conversas peripatéticas), foi gestada a revolucionária mecânica quântica.



Wheeler trabalhou com física nuclear com Bohr em Copenhague em 1939. A influência de Bohr foi tão importante para ele que marcou grande parte de sua trajetória na física. A inspiração da Complementaridade de Bohr (ver página 67) estará presente ao longo da carreira de Wheeler.

Wheeler, como Bohr, brincou com os conceitos e as palavras. Na complementaridade cabe uma coisa e seu contrário. Essa ideia filosófica ilumina o pensamento de Wheeler. Ele gostava de jogos de palavras provocativos. “Lei sem lei” é o título de seu artigo de 1981. Era também certeiro cunhando neologismos. Em 1967, em uma conferência em Nova York, inventou o termo “buraco negro” para descrever o remanescente de

uma estrela tão colapsada que seu campo gravitacional não deixa escapar nem a luz. Também é sua a ideia e expressão “buraco de minhoca”, que supõe um “atalho” entre pontos distantes do espaço-tempo.

Wheeler dedicou uma parte importante de sua atividade profissional ao trabalho de gravitação e cosmologia. Trabalhou nesse campo a partir de 1952, ano em que já dava um curso de Relatividade Geral em Princeton, até 1967, quando se mudou para Austin, Texas, e focou sua atividade nos fundamentos da teoria quântica. Nas duas áreas, sua dedicação culminou com importantes e extensos livros, de consulta obrigatória para os respectivos especialistas. O primeiro deles se intitula *Gravitação* (1970), e é um compêndio de todo o saber relacionado com a “geometrodinâmica” – outro neologismo cunhado por Wheeler. Tem um estilo aberto, moderno, flexível e sugestivo. O segundo livro é uma compilação de artigos de muitos autores sobre fundamentos de mecânica quântica. Chama-se *Quantum Theory and Measurement*. Foi publicado em 1983 e serviu de referência a todos aqueles que se interessavam pelo significado da mecânica quântica.

Wheeler foi, acima de tudo, um grande professor. Sempre apelava à imaginação de seus alunos para levar até o limite as equações e os conceitos básicos. Demonstrou sua audácia e seu magistério orientando as teses de dois alunos cujos nomes são já parte importante da história da física. O primeiro foi Richard Feynman, que fez sua tese sobre “Radiação retardada” em 1942. Feynman ganhou o Prêmio Nobel por seus trabalhos com eletrodinâmica quântica. O outro trabalho célebre feito com seu apoio

foi o de Hugh Everett III, que formulou a “Interpretação dos muitos universos da mecânica quântica” em 1957. Falaremos dela no capítulo 8.

No experimento que vínhamos considerando (ver figura 2.3), Wheeler também mostrou sua capacidade levando às últimas consequências a ambiguidade quântica. Vimos que se colocarmos o espelho semirrefletor F, o fóton irá pelos dois caminhos – que interferem no espelho F –, mas, se o retirarmos, o fóton só irá por um dos dois caminhos: ou por cima ou por baixo, e a probabilidade de ir por qualquer um deles é a mesma.

Parece que o fóton terá que tomar a decisão no primeiro espelho semirrefletor. Ali, decidirá se irá pelas duas rotas ou só por uma delas. É como se, de algum modo, no instante em que chega ao primeiro espelho semirrefletor, ele soubesse se o segundo está colocado ou não. Será possível que de algum modo já saiba o que vai encontrar depois e decida em função disso?

O que acontecerá se pusermos o segundo espelho semirrefletor depois de o fóton haver passado pelo primeiro?, perguntou-se Wheeler. O fóton não terá tempo de retificar. Sua decisão de passar ao mesmo tempo pelos dois caminhos ou escolher um deles já haverá sido tomada quando pusermos o segundo espelho semirrefletor.

Wheeler propôs esse experimento “de escolha retardada” em 1978. Nele se mostra – dizia Wheeler – que “o passado não tem sentido nem existência, a não ser que exista como algo registrado no presente”.¹⁸

Foi preciso esperar alguns anos para que a tecnologia necessária ficasse pronta. Precisava-se de um dispositivo que se ativasse antes que o fóton chegasse ao segundo espelho semirrefletor, mas depois de ter passado pelo primeiro. Estamos falando de tempos da ordem de 0,00000001 segundo.

O experimento foi feito pela primeira vez em 1985. Não era exatamente como Wheeler o havia proposto, mas a ideia era a mesma. A diferença foi que a decisão de descobrir a rota do fóton, em vez de ser aleatória – como queria Wheeler –, seguia oscilações muito rápidas.

Em 2006, foi feito o experimento seguindo exatamente as condições prescritas por Wheeler. Dessa vez, o acaso decidia se era preciso introduzir ou não o segundo espelho semirrefletor. O resultado confirmou que, embora o segundo espelho semirrefletor fosse introduzido depois de o fóton ter passado pelo primeiro, acontecia o que já se havia observado antes: quando o segundo espelho semirrefletor estava presente, o fóton acabava sempre no detector D_1 ; quando não estava, ele era detectado metade das vezes em D_1 e outra metade em D_2 .

Detectou-se que, quando o segundo espelho semirrefletor está presente, o fóton vai por ambas as rotas, ao passo que, quando não está, vai só por uma delas. Além disso, o segundo espelho semirrefletor pode ser posto quando o fóton já houver passado pela bifurcação, de modo que a colocação do segundo espelho afeta o que o fóton *já havia feito*. Não é coisa de maluco?

Wheeler tornou tudo ainda mais absurdo levando-o à escala cósmica (ver figura 2.5).

Da Terra observamos o que parecem ser dois objetos astronômicos diferentes quase na mesma posição do céu. Na realidade, as duas imagens correspondem ao mesmo quasar. Uma é a imagem da luz que vem diretamente do quasar; a outra é a luz do quasar, embora chegue à Terra proveniente de outra direção: a luz chega a certa galáxia – entre o quasar e a Terra – e, devido à atração gravitacional da galáxia, a trajetória da luz se curva, desviando sua direção também para nós.

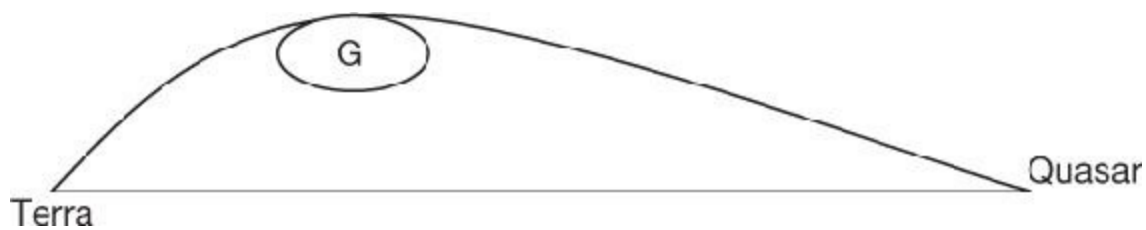


FIGURA 2.5. A galáxia G curva a luz do quasar, fazendo com que ela chegue à Terra muito próxima à trajetória reta. Na figura, a curvatura foi enormemente exagerada.

Essa é uma versão cósmica do interferômetro de Mach-Zehnder. O astrônomo da Terra pode decidir se põe ou não um espelho semirrefletor. Se o colocar, o fóton viajará pelas duas rotas possíveis. Se não, ele viajará só por uma das duas (e o astrônomo descobrirá por qual delas). Mas o fóton está viajando há bilhões de anos! Estamos *decidindo* o que o fóton terá feito muito depois de o haver feito. Devemos esclarecer que isso não significa que possamos alterar o passado (uma vez tomada a decisão de colocar ou não o espelho, o resultado correspondente é irreversível), mas decidimos entre as duas possíveis “histórias” quânticas sobrepostas mediante a colocação ou não do espelho semirrefletor.

... E colapso

Tentemos entender um pouco melhor o que acontece aqui. Talvez o estudo das funções de onda nos ajude a descrever os experimentos.

Para que possa haver interferência no final do interferômetro, a função de onda do fóton tem que ser $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$ – correspondente a ir pelos dois caminhos. Portanto, **a função de onda do fóton depois de atravessar o primeiro espelho semirrefletor será $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$** : só assim poderia haver interferência caso o segundo espelho semirrefletor estivesse colocado. Não cabe pensar que a função de onda fosse $|\psi_A\rangle$ ou $|\psi_B\rangle$, porque isso faria impossível a interferência caso o segundo espelho semirrefletor estivesse colocado. Pois bem, quando o

fóton chega ao fim do circuito e descobre que o segundo espelho semirrefletor não está colocado, a função de onda “se contrai”, “colapsa” e passa de $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$ para ser só $|\psi_A\rangle$ ou só $|\psi_B\rangle$. Como podemos explicar esse “colapso” da função de onda?

Comentário

Na realidade, não podemos dizer com propriedade que o fóton passa pelas duas rotas. Simplesmente porque não há jeito de comprovar tal afirmação. Se quiséssemos comprová-lo “olhando” as rotas, a sobreposição se romperia e o fóton só passaria por um caminho ou pelo outro. Embora o fóton se comporte *como se* passasse pelas duas rotas, a frase “o fóton passa pelos dois caminhos” não tem sentido instrumental algum. O que se pode dizer de uma partícula subatômica está contido em sua função de onda, que reúne o máximo de informação sobre a partícula. Por isso, tudo que podemos dizer é que a função de onda da partícula é $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$, a sobreposição das funções de onda individuais. Todo o restante é pura entelêquia. Ninguém sabe como a partícula “fóton” faz para afetar ao mesmo tempo ambas as rotas; ninguém sabe por que, insistimos, a condição para que isso aconteça é justamente que ninguém o veja. (É como se o fóton fosse um fantasma que passa pelas duas rotas, mas, se alguém o vir, ele se torna corpóreo em uma delas e desaparece na outra.) (Ver a ilustração 2)

Em que momento ocorre o colapso? Talvez o colapso se dê no momento em que o fóton interage com algum detector. A função de onda, que depois do primeiro espelho semirrefletor era $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$, colapsaria quando o fóton impactasse o detector.

Na realidade, o primeiro dispositivo que estudamos, aquele no qual ainda não

havia sido introduzido o segundo espelho semirrefletor F, pode ser representado de forma mais simples como mostra a figura 2.6. Apresentado dessa maneira, vemos que os detectores podem estar muito longe um do outro.

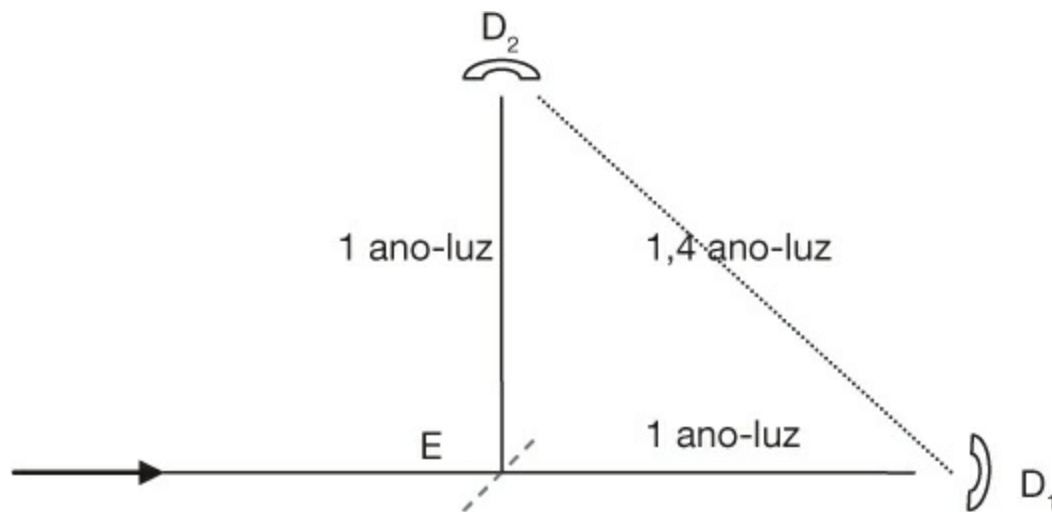


FIGURA 2.6. Durante 1 ano-luz se mantém a sobreposição dos dois ramos. Quando, em um deles, o fóton atinge o detector, desaparece a função de onda do outro ramo. Como o que acontece em um detector pode afetar instantaneamente algo que está a 1,4 ano-luz?

No momento em que se detecta o fóton em, digamos, D_1 , a outra parte da função da onda, a que descrevia o caminho para D_2 (a que chamamos antes de $|\psi_A\rangle$) é cancelada, desaparece. (A função de onda colapsa de $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$ para $|\psi_B\rangle$.) Seria a interação com D_1 o detonador do colapso?

O problema é que, se esses detectores estiverem a grande distância, esse desaparecimento teria que ocorrer a uma velocidade altíssima; teria que ser, evidentemente, superior à da luz.

Se nada pode viajar a velocidades superiores à da luz, como pode ocorrer o colapso?

A ideia de que o colapso se produz nos detectores encontra outra dificuldade:

Suponhamos que, como na figura 2.7, um detector esteja bem mais longe que o outro. O fóton tem a mesma probabilidade de chegar a um detector quanto ao outro. Quando for para o detector 2, tardará mais que quando for ao detector 1,

de modo que, passado o tempo de voo do detector 1, se o fóton não houver chegado a este detector, saberemos que a função de onda colapsou para o detector 2 **antes de impactar com ele**.

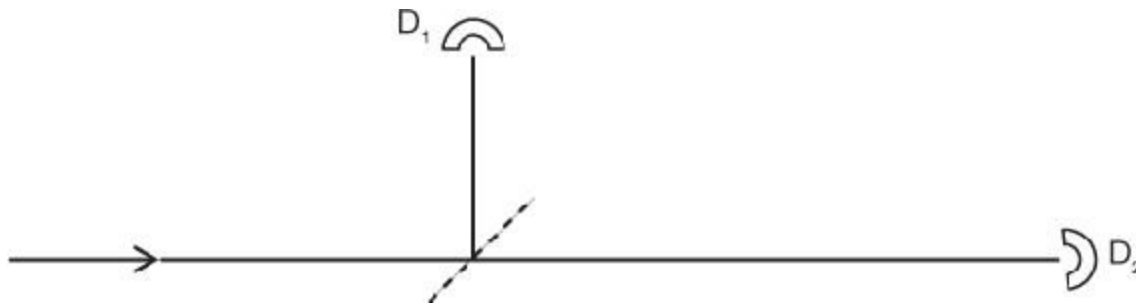


FIGURA 2.7. Se o fóton não for detectado no detector 1 depois de certo tempo, saberemos com certeza que houve colapso, mesmo que o fóton ainda não haja chegado ao detector 2.

O colapso parece ocorrer antes de haver interação com algum detector.

As regras quânticas

Voltemos ao dispositivo experimental da figura 2.3 para tentar esclarecer as coisas. O que é evidente é que, quando o segundo espelho semirrefletor não está presente, os detectores identificam o caminho seguido pelo fóton (D_1 clica quando o fóton procede de A, e D_2 clica quando o fóton procede de B). Porém, se pusermos o segundo espelho semirrefletor, já não poderemos identificar o caminho. O fóton que chega a D_1 pode provir de A e ser transmitido em F, ou pode vir da rota B e ter sido refletido em F. Portanto, no que concerne à informação que se tem sobre o fóton, há uma diferença importante entre estar ou não colocado o espelho F: quando está, **não podemos saber** se o fóton que detectamos procede da rota A ou da B. No espelho F, as duas rotas interferem, mesclam-se, já não é possível identificá-las. A colocação do espelho semirrefletor F muda drasticamente a informação que temos sobre o fóton. Quando o espelho não está colocado, porém, sabemos muito bem por qual rota

ele foi.

A impressão que se tem é de que, quando o experimento permite descobrir o caminho seguido pelo fóton, este só vai por um caminho (função de onda $|\psi_A\rangle$ ou $|\psi_B\rangle$; há colapso), ao passo que, quando o experimento torna indistinguíveis os caminhos, o fóton segue ao mesmo tempo as duas rotas possíveis (função de onda $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$; estado de sobreposição).

A natureza do experimento força um comportamento.

Estas são as regras da mecânica quântica. Podem parecer desconcertantes, mas praticamente todos os cientistas concordam com estes princípios básicos e assim ensinam os livros de mecânica quântica:

1) Sobreposição: se houver duas (ou mais) alternativas indistinguíveis de chegar a um resultado, a função de onda será a sobreposição das funções de onda das diferentes possibilidades.

2) Colapso: quando há maneira de distinguir qual das alternativas pode se dar, a função de onda colapsa.

Estes são os princípios aceitos, e não precisamos de mais para aplicar a mecânica quântica. Bastam estas ideias para analisar qualquer situação quântica.

Embora do ponto de vista prático isso baste, não ficamos satisfeitos. Não entendemos bem o colapso. Restam muitas questões:

Mesmo aceitando que a função de onda colapsa para uma das duas alternativas quando se pode saber qual delas se dá, em que consiste o colapso?

O colapso ocorre quando é possível descobrir o caminho seguido pelo fóton. Ou seja, quando se adquire ou se pode adquirir mais informação sobre o sistema. O colapso é só uma mudança na informação? Consiste só na atualização da informação que tínhamos do sistema com os novos dados – o possível

conhecimento de sua rota? Parece que essa mudança puramente matemática da informação vem associada a uma mudança física. Seria possível descrever com mais detalhes a mudança física associada ao colapso?

Schrödinger afirmava, em 1952, que “agora nos dizem que as ondas não devem ser consideradas como ondas ‘reais’, e sim como ondas de probabilidade. Mas algo que influencia o comportamento físico de outra coisa não pode, de jeito nenhum, ser considerado menos real que a coisa sobre a qual influi, seja qual for o significado que possamos dar ao perigoso epíteto ‘real’”.¹⁹

Interpretação?

A interpretação “oficial” da mecânica quântica foi sendo criada em Copenhague enquanto iam sendo construídos seus alicerces. Bohr era diretor do Instituto de Física Teórica (conhecido popularmente como Instituto de Bohr, e assim se chama oficialmente agora, Niels Bohr Institute) e ali incentivou, nutriu e protegeu o crescimento da nova criatura. Era convidado a ir a Copenhague todo aquele que tivesse como contribuir para a formação do bebê quântico que estava sendo gestado.

E ali, em Copenhague, Bohr estabeleceu as bases da nova doutrina.

A interpretação de Copenhague estabelece uma radical separação entre os observadores, os aparelhos ou nossos sentidos, que pertencem ao mundo macroscópico, e o observado, os objetos quânticos. E estabelece uma premissa básica: só podemos conhecer o mundo microscópico por meio dos nossos aparelhos.

O mundo microscópico necessita, enfim, ser analisado, medido, conhecido, por um aparelho macroscópico.

Com esses pressupostos, a interpretação de Copenhague decide que o mundo

microscópico é, em si mesmo, incognoscível. Só podemos conhecê-lo por meio de suas manifestações no mundo macroscópico. E essas manifestações são regidas pelo Princípio de Complementaridade: o fóton manifesta sua natureza corpuscular em experimentos nos quais se exige dele especificar sua rota e sua natureza ondulatória quando o experimento o permite. Como nunca se pode fazer um experimento no qual o fóton exiba ambas as naturezas, não existe contradição entre elas, são comportamentos complementares.

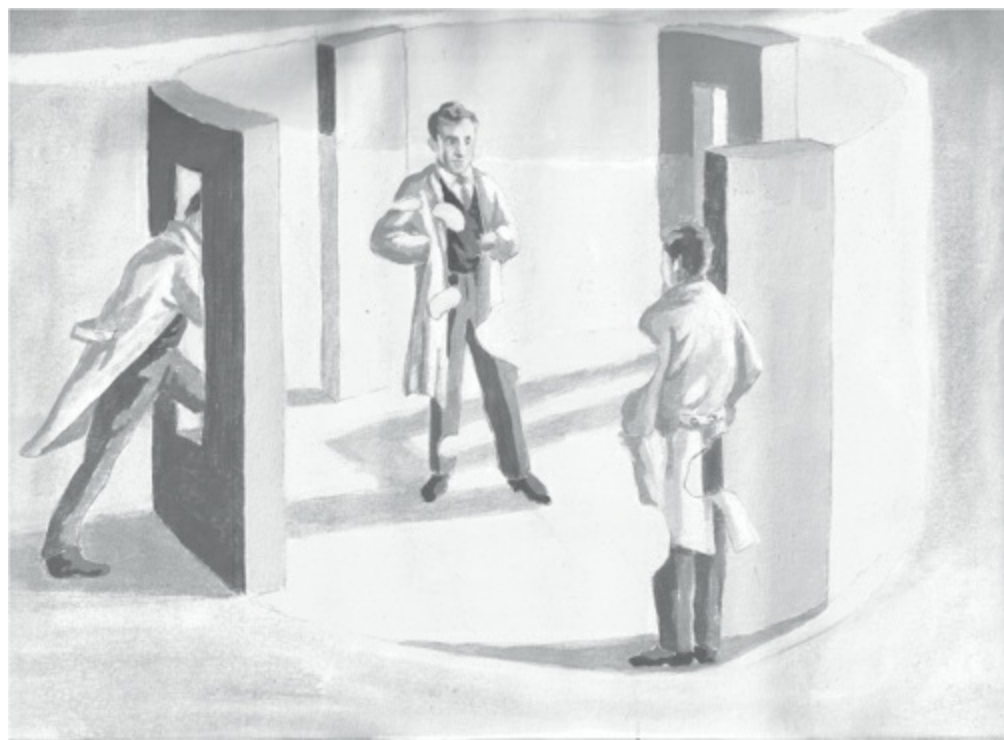


ILUSTRAÇÃO 2. O cientista, depois de passar pela primeira ranhura, desdobra-se e passa ao mesmo tempo, de forma fantasmagórica, pelas duas possíveis rotas que o levarão à ranhura final. Ele só adquire seu corpo completo em alguma das rotas se alguém o observa. Esta ilustração pode ser vista em cores no centro do livro.

Em 1985, Wheeler afirmava: “Como disse Bohr, não temos direito algum de falar sobre o que o fóton faz durante sua longa viagem desde o ponto de entrada – desde o primeiro espelho semirrefletor – até o ponto em que é registrado. Afinal, nenhum fenômeno elementar é um fenômeno até que seja registrado. O que nos parece ser tão definido é, de fato, como um Grande Dragão de Fumaça. A cauda do dragão está clara e bem marcada: é o lugar por onde o fóton entra no

equipamento no primeiro espelho semirrefletor. A boca do dragão está completamente clara: está onde o fóton chega a um contador ou ao outro. Mas não temos o direito de falar do que há no meio”.²⁰

“O fenômeno quântico elementar – o Grande Dragão de Fumaça – só é completado mediante um ato irreversível de amplificação no contador (detector).”

A interpretação de Copenhague é positivista: considera que há perguntas sobre o mundo microscópico que não têm sentido. Só terão sentido as perguntas que afetam as observações macroscópicas. A realidade última permanece velada.

Não podemos, por exemplo, nos perguntar como são os saltos quânticos que tanto incomodavam Schrödinger. A pergunta não tem sentido porque não cabe desenhar um dispositivo experimental que a conteste.

Esboçamos a ideia da interpretação de Copenhague, mas em relação ao tema que nos ocupa, o colapso, há ainda muitas perguntas em aberto:

O colapso se dá quando um observador quer saber por qual rota foi o fóton. Mas o que distingue o observador do objeto observado? O observador não é feito de átomos? É o tamanho que os distingue? Ou o importante é que o observador tenha uma consciência na qual, em última instância, colapsam todas as sobreposições? Em que momento a interação de uma partícula subatômica com outro sistema quântico produz colapso? Onde está a fronteira entre o observador e o observado? E o que acontece se não houver observador? Nesse caso, nunca haveria colapso e tudo estaria em estado suspenso?

Voltaremos ao problema do colapso no capítulo 8, depois de discorrermos sobre a trama quântica.

Novos experimentos

Neste tópico, queremos nos aprofundar um pouco mais nas regras quânticas que acabamos de ver. Examinaremos experimentos mais sutis que requerem um estudo mais detalhado e maior esforço; esforço que se verá recompensado porque ficaremos ainda mais espantados com o intrigante mundo quântico. Em uma primeira leitura, talvez seja possível omitir este tópico e continuar com o fio argumental no seguinte.

Em 1970, D. Burnham e D. Weinberg encontraram um fenômeno curioso quando projetavam a luz de um laser sobre um cristal de certo material (borato de bário). Observaram que, ao aumentar a intensidade do laser, além do potente feixe que atravessava o cristal e se via do outro lado, aparecia um tênue halo de luz com todas as cores do arco-íris ao redor do feixe transmitido. Haviam descoberto a **conversão paramétrica**. O que acontecia era que algum dos fótons que chegavam ao cristal (mais ou menos um entre cem bilhões), ao interagir com a rede cristalina, dava lugar à geração de dois fótons de frequências mais baixas. Esses pares de fótons de frequências diferentes eram os que formavam o halo arco-íris. Viam-se fótons em todas as direções ao redor da direção principal de saída, mas observou-se que, para cada fóton que saía em certa direção, um fóton companheiro saía na direção simétrica (em relação à direção do feixe principal) (ver figura 2.8).

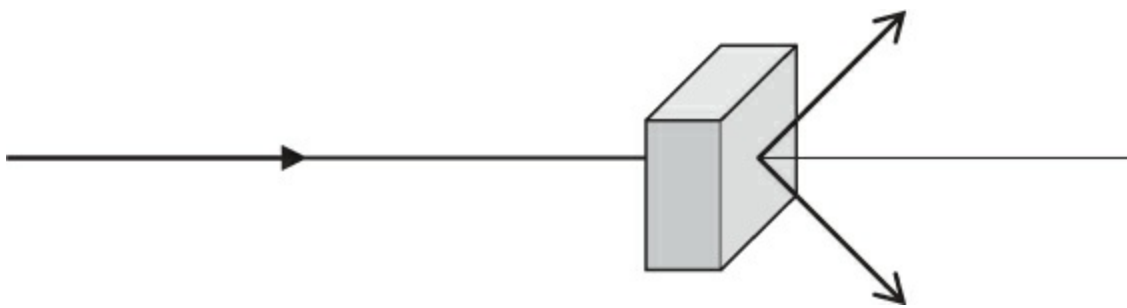


FIGURA 2.8. Em um “cristal de conversão paramétrica”, um fóton gera dois fótons companheiros.

Além disso, a soma das frequências dos fótons companheiros igualava a frequência do fóton original. (A energia é proporcional à frequência. A relação

de frequências não expressa mais que a lei da conservação da energia.)

Voltaremos a falar da conversão paramétrica mais adiante, quando estudarmos, no capítulo 4, o entrelaçamento de partículas.

Leonard Mandel foi o primeiro a utilizar, na Universidade de Rochester, em Nova York, o método de conversão paramétrica para gerar fótons correlacionados. Dos incríveis experimentos realizados pela equipe de Mandel no início dos anos 1990, há dois que merecem uma análise detalhada.

O primeiro experimento foi proposto por James Frason, da Universidade Johns Hopkins, em Baltimore, em 1989. É representado na figura 2.9.

Projeta-se um laser sobre um cristal de conversão paramétrica. Um fóton pode produzir dois fótons que se dirigem respectivamente aos detectores D_1 e D_2 através de dois circuitos gêmeos.

Examinaremos primeiro, separadamente, os dois circuitos gêmeos que constam dos dois ramos de saída do cristal de conversão. Cada um deles é um interferômetro como o de Mach-Zehnder da figura 2.3, com a diferença de que é possível encurtar ou alongar o comprimento dos braços longos (ver figura 2.10).

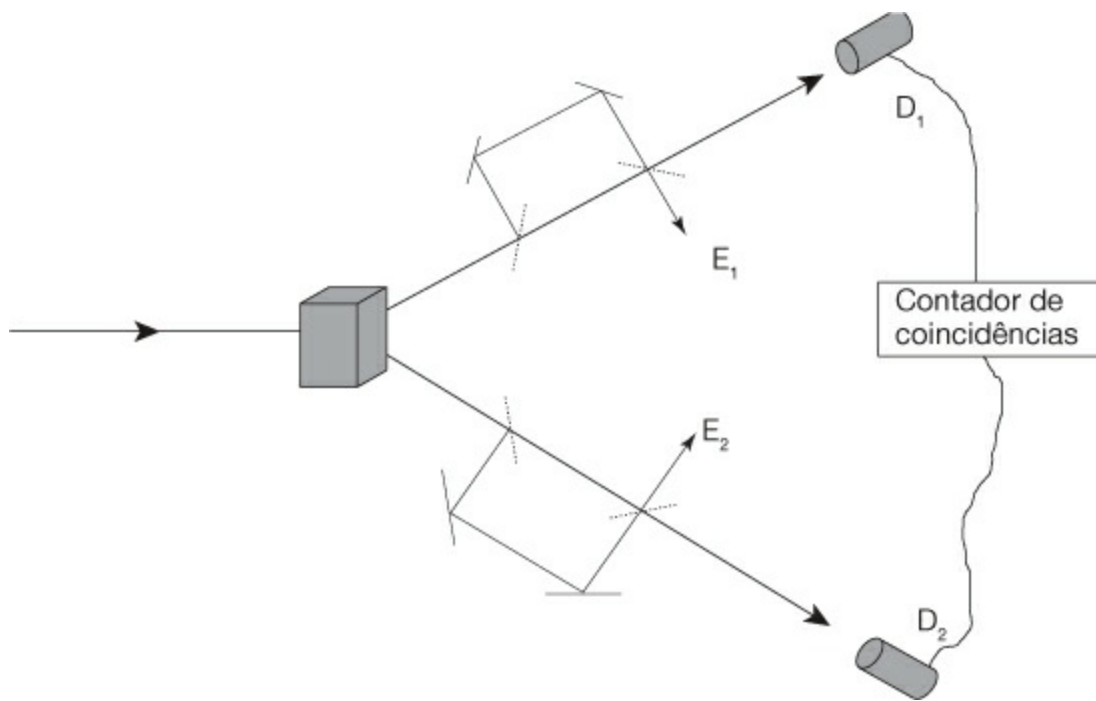


FIGURA 2.9. Dispositivo de Frason. Ao mover os braços dos interferômetros, há variação só no ritmo de chegada dos fótons nos detectores D quando se observam fótons coincidentes.

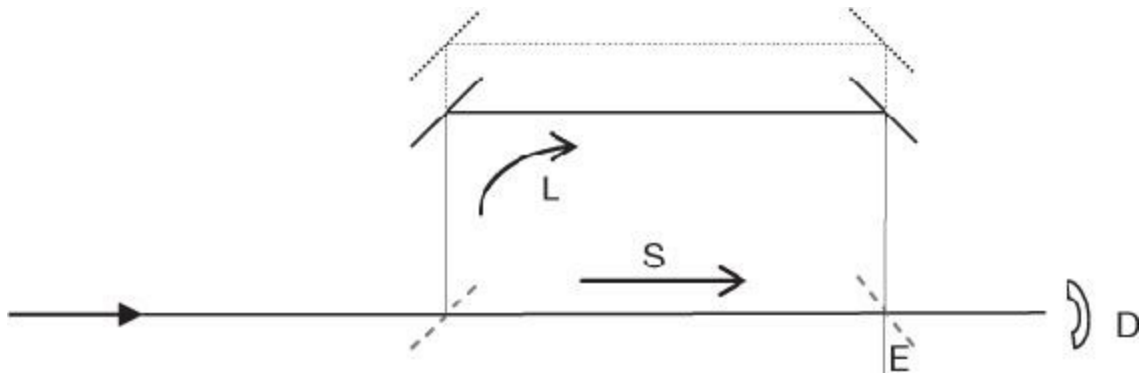


FIGURA 2.10. Detalhe dos interferômetros dos braços do dispositivo de Frason.

Nesses interferômetros, os caminhos percorridos pelas duas possíveis rotas do fóton já não são iguais, como acontecia no interferômetro de Mach-Zehnder. A função de onda do fóton que chega ao segundo espelho semirrefletor será $|\psi_L\rangle + |\psi_S\rangle$. Podemos ajustar o comprimento de um dos caminhos de modo que a interferência das duas rotas no segundo espelho semirrefletor seja construtiva para D, mas também podemos ajustá-lo de maneira que a interferência seja destrutiva (ou é possível obter uma posição intermediária). Assim, conseguimos que chegue um número máximo de fótons a D, e também que não chegue

nenhum (ou que chegue um número intermediário). Ao aproximarmos ou afastarmos o braço longo do dispositivo, variamos o ritmo de detecção dos fótons que chegam a D.

No interferômetro utilizado por Frason, a diferença de comprimentos é tão acentuada que o fóton demora pela rota longa uns 4 ns mais que pela curta.

Passemos a analisar o dispositivo de Frason completo (ver figura 2.9):

No cristal, os dois fótons são gerados ao mesmo tempo. Cada um deles pode seguir a rota curta ou a longa e acabar nas saídas D ou E.

Para nosso espanto, observamos que em D_1 (ou em D_2) o número de fótons que chegam não varia mesmo que aproximemos ou afastemos simultaneamente os braços longos dos inter-ferômetros. Por que agora acontece isso, se antes havíamos dito que conseguíamos oscilações?

A razão é que o fóton superior foi gerado ao mesmo tempo que um fóton companheiro que vai pelo ramo inferior. Nesse ramo, eu poderia tirar os espelhos semirrefletores, obrigando, assim, o fóton a ir pela rota curta para D_2 . Bastaria, então, observar se cada um dos fótons que chega a D_1 o faz ao mesmo tempo que seu fóton companheiro inferior a D_2 , ou se leva 4 ns a mais. Assim, saberíamos se o fóton superior foi pela rota longa ou pela curta.

Ao utilizarmos, então, o fóton companheiro inferior, poderíamos identificar a rota do fóton que chega a D_1 . E como dissemos antes, se pudermos saber por qual caminho passa, já não caberia a sobreposição; a função de onda colapsa uma de suas alternativas $|\psi_L\rangle$ ou $|\psi_S\rangle$.

Mas o fóton superior não sabe, nem pode saber, se de fato tiramos ou não os espelhos semirrefletores de seu companheiro. Ele tem que decidir sem esse dado.

Como não tem certeza, ele vai se basear no pior dos casos. Não vai permitir

que haja interferência e, ao mesmo tempo, saibamos a rota. Por isso, diante da ameaça, rompe a interferência, colapsa a função de onda. (Evidentemente, estamos empregando uma linguagem figurada, mas que consideramos bastante ilustrativa.)

A mera possibilidade de fazer a averiguação do caminho seguido – embora, de fato, não se faça – rompe a sobreposição $|\psi_L\rangle + |\psi_S\rangle$ do fóton superior e faz o ritmo de chegada dos fótons a D_1 ser constante, ainda que variando o comprimento do braço longo.

Agora, utilizamos um contador de coincidências (ver figura 2.9) para considerar só os fótons que chegam ao mesmo tempo a D_1 e a D_2 . (Considera-se que um fóton chega ao mesmo tempo que o outro quando chegam com uma diferença de tempo inferior a 1 ns.)

Se dois fótons chegam ao mesmo tempo a D_1 e a D_2 , é porque ambos foram pela rota longa ou pela rota curta. (Se um houvesse ido pela rota longa e o outro pela curta, não poderiam chegar ao mesmo tempo; já dissemos que chegariam com 4 ns de diferença.)

O resultado é que, se em vez de analisarmos o ritmo de chegada de todos os fótons que chegam a D_1 (ou a D_2) considerarmos somente os que chegam ao mesmo tempo a D_1 e a D_2 , ao mover os braços longos dos interferômetros observaremos oscilações na detecção: já não saberemos se os fótons – os dois ao mesmo tempo – passam pela rota curta ou pela longa. Como não sabemos, a função de onda é a sobreposição das duas possibilidades. Por isso há oscilações no ritmo de detecção.

Ao nos aprofundarmos um pouco no experimento, observaremos que a sobreposição aparece aqui porque não sabemos quando os fótons foram gerados. Os dois fótons que chegam ao mesmo tempo a D_1 e D_2 podem vir diretamente

pela rota curta ou ter sido gerados 4 ns antes e vir pela rota longa. Nesse experimento, as oscilações na detecção devem-se à interferência *temporal*.

Notemos que o mero fato de poder distinguir por qual caminho foi o fóton é suficiente para produzir o colapso da função de onda: o fóton superior já não vai pelas duas rotas ao mesmo tempo, e sim por uma delas. Simplesmente porque nós **poderíamos** descobrir sua rota, se quiséssemos, observando seu companheiro de baixo! Embora, de fato, não tiremos os espelhos semirrefletores do circuito inferior, e, portanto, não façamos a averiguação. E tudo isso sem interferir em absoluto com o fóton superior.

Recordemos a regra ensinada nos livros de mecânica quântica:

Se for possível descobrir, de alguma maneira, se uma partícula quântica, que pode passar por dois caminhos, passou por um ou pelo outro, a partícula deixa de passar pelos dois (colapsa sua função de onda). Caso contrário, a partícula passa pelos dois (sua função de onda é a sobreposição dos dois caminhos).

O experimento que apresentamos a seguir na figura 2.11 foi feito por Mandel e seus colaboradores Xin Yu Zou e Li Jun Wang, na Universidade de Rochester em 1991. É realmente incrível.

Um laser lança luz para um espelho semirrefletor E. Os fótons transmitidos (t) se dirigem a um cristal de conversão X_1 , onde podem gerar dois fótons companheiros: “a” e “b”. Os fótons refletidos (r) dirigem-se a outro cristal de conversão X_2 , onde podem produzir outros dois fótons companheiros: “c” e “d”. Mediante um espelho, os raios “a” e “c” se dirigem a outro espelho semirrefletor F, onde podem interferir e chegar ou não ao detector D.

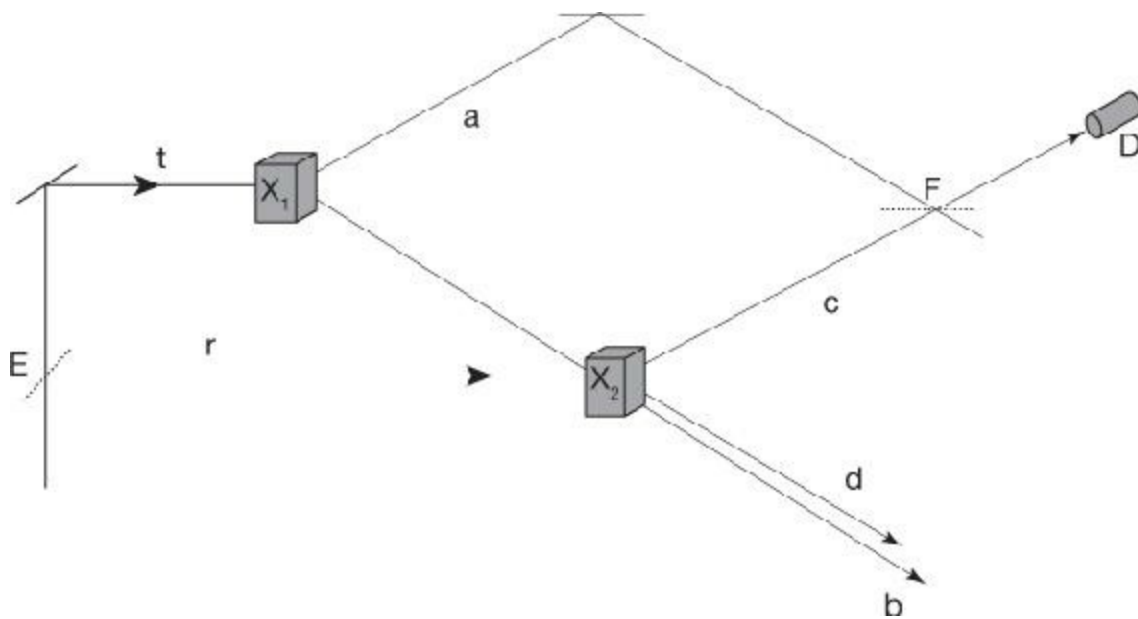


FIGURA 2.11. Quando as trajetórias “b” e “d” se separam levemente, deixa de haver oscilações em D.

A pergunta é: o que acontecerá se variarmos o comprimento do caminho superior, que corresponde à trajetória “a”? Haverá variação no ritmo de detecção dos fótons em D?

O fóton pode seguir a rota “a” (via t) ou a rota c (via r), e em F há interferência de caminhos; logo, parece que haverá sobreposição. A função de onda será $|\psi_a\rangle + |\psi_c\rangle$, e cabe a ela que varie o número de fótons detectado em D.

Mas esquecemos um detalhe importante: poderíamos detectar os fótons companheiros daqueles que interferem. Referimo-nos aos fótons de “b” e “d”. Se os detectássemos, saberíamos onde se realiza a conversão, se em X_1 ou em X_2 , e, portanto, descobriríamos se o fóton que chega a D provém da rota “a” ou da rota “c”. Na verdade, nem sequer é necessário que detectemos efetivamente os fótons “b” e “d”. O fato de podermos fazê-lo é suficiente para produzir o colapso da função de onda $|\psi_a\rangle + |\psi_c\rangle$ para uma de suas possibilidades: $|\psi_a\rangle$ ou $|\psi_c\rangle$, e, como consequência, o número de fótons em D será constante. Esse é o ponto-chave desses experimentos: a mera possibilidade de descobrir a rota do fóton rompe a interferência. Não é necessário que essa possibilidade se materialize. A possibilidade em si gera o colapso.

Mandel e seus colaboradores fizeram o experimento e comprovaram que a predição que fizemos era correta.

Mas Mandel deu um passo a mais para pôr à prova a mecânica quântica: movendo os cristais, fez coincidir as trajetórias dos fótons “b” e “d”. Como o cristal X_2 é transparente, é possível fazer com que “b” e “d” se encubram em um só feixe. A ideia era ver o que aconteceria se não houvesse jeito de distinguir o fóton “b” do “d”. Se saíssem na mesma direção, mesmo que puséssemos um detector nessa direção, não saberíamos se o fóton vem de X_1 ou de X_2 . O que acontecerá agora? Não alteramos em absoluto os fótons “a” e “c”, que podiam interferir em F. Além de tudo, seus companheiros, embora criados ao mesmo tempo que eles, seguiram uma história independente. Acaso “a” e “c” notarão que seus companheiros se encobrem? O ritmo de detecções dos fótons em D mudará simplesmente porque as trajetórias de “b” e “d” se deslocaram levemente em relação à situação inicial?

A resposta incrível, impressionante, é sim. A mecânica quântica mantém suas desconcertantes mas inexoráveis leis: se as rotas “b” e “d” são indistinguíveis, não há como saber em qual dos cristais os fótons foram criados, de modo que se observa experimentalmente uma variação no número de fótons que chegam a D ao estender uma das rotas que interferem em F.

O colapso ocorre quando as rotas dos fótons “b” e “d” não coincidem, quando as separamos em um ângulo minúsculo. Mas o que muda realmente em relação à situação anterior, quando havia sobreposição? É só a informação que temos do sistema que precipita o colapso? Ou introduzimos alguma interação nova com algum sistema macroscópico (ou não macroscópico) ao desviar levemente as rotas anteriores? Não parece ser esse o caso. Ou quando as rotas “b” e “d” coincidem, os fótons que vêm dos dois cristais por essas rotas podem

interferir? Até agora, havíamos dito que o fóton vem por “b” ou por “d”, segundo o par de fótons companheiros gerado em X_1 ou em X_2 . Será possível que se criem ao mesmo tempo fótons em ambos os cristais e de algum modo desconhecido os fótons “b” e “d” interfiram?

Ou simplesmente não há explicação física para o que acontece e quem decide se há colapso ou não é o conhecimento, a informação, que se pode ter do sistema?

É certo que a informação precisa de uma base física, do mesmo modo que nosso pensamento necessita de um cérebro cheio de neurônios; mas nem o pensamento nem a informação, que é parte dele, são só físicos.

Insistimos que nesse experimento:

1. Não alteramos os fótons responsáveis pela sobreposição.
2. Nem sequer tivemos necessidade de detectar seus companheiros. O que importa não é o que sabemos, é o que *podemos saber*.

Será que é só uma enteléquia chamada *informação possível* que produz o colapso?

Haverá maneira de saber como o colapso acontece, ou simplesmente devemos reconhecer nossa incapacidade para explicá-lo e nos contentar, portanto, em aceitá-lo como um instrumento matemático e, assim, admitir que a Natureza ou a Realidade são incognoscíveis? Será que a função de onda não é, na realidade, um ente físico, e sim só um instrumento matemático que reflete a informação que temos de um sistema físico? Nesse caso, o colapso suporia uma mera atualização do nosso conhecimento do sistema: quando sabemos que o fóton segue a rota A ou a rota B, a função de onda – um puro ente matemático – passa de $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$ a $|\psi_A\rangle$ ou $|\psi_B\rangle$.

Medidas sem interação

Vejam os outros prodigiosos usos da mecânica quântica.

Não há dúvida de que, se alguma interação é capaz de identificar o caminho seguido pelo fóton, a função de onda colapsa, mas as regras quânticas permitem insuspeitadas aplicações desse colapso. Permitem, sem ir muito longe, saber se existe algum obstáculo – uma bomba, por exemplo, como sugeriam dramaticamente Elitzur e Vaidman – em uma das rotas do fóton, *sem que o fóton interaja em absoluto com ele*.

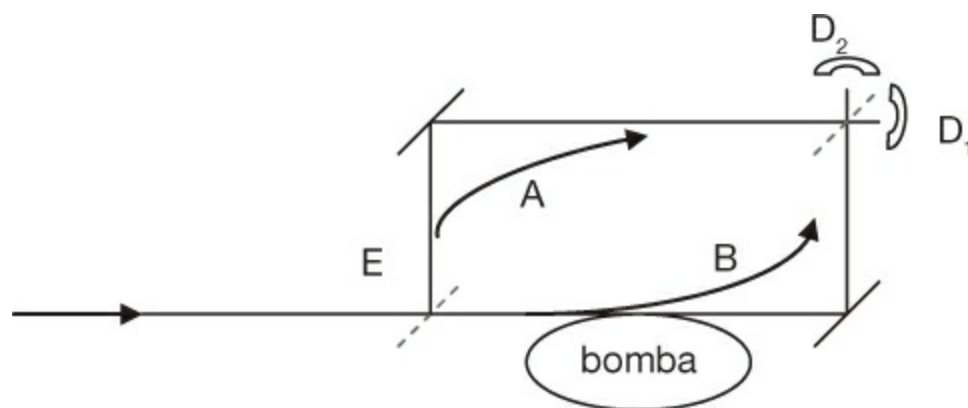


FIGURA 2.12. Acrescentamos uma bomba à figura 2.3. Podemos saber se a bomba está presente, mesmo que o fóton não a veja.

Na realidade, o experimento é nosso conhecido interferômetro de Mach-Zehnder (figura 2.3), com a única variante de que agora pode haver um obstáculo – a bomba – no, digamos, caminho inferior:

A questão é a seguinte: não sabemos se algum terrorista colocou uma bomba no caminho inferior B. Podemos descobrir sem que a bomba exploda? Convenhamos que, se o fóton for por esse caminho B, vai se chocar com a bomba e ela vai explodir.

Haveria outra maneira de saber se a bomba está ali sem fazê-la explodir? Poderia o fóton, mesmo não indo pelo caminho B, indicar a presença da bomba?

Na física clássica isso é totalmente impossível, mas a mecânica quântica admite essa possibilidade:

A bomba faz o papel de observador. Sua simples presença torna os caminhos distinguíveis e a função de onda colapsa: deixa de haver sobreposição. Pois bem, como consequência do colapso, tanto pode se dar $|\psi_A\rangle$ como $|\psi_B\rangle$. Em outras palavras: a presença da bomba obriga o fóton a passar por um dos dois caminhos, mas ele tanto pode passar pelo caminho inferior (e nesse caso a bomba explode), como – e isto é o interessante – pelo superior. Se passar pelo caminho superior, a sobreposição se romperá sem que a bomba exploda.

Qual é tradução disso tudo? Se a bomba não estivesse ali, a sobreposição $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$ faria com que todos os fótons chegassem a D_1 . Porém, estando a bomba, algum fóton pode passar por A e chegar a D_2 .

Teremos descoberto, enfim, que a bomba está presente (sem explodir) quando um fóton chegar a D_2 . Qual é a probabilidade de isso ocorrer? Quantas bombas poderemos detectar sem que explodam?

Quantos fótons chegarão a D_2 ? Quando não há sobreposição, os fótons se distribuem, em partes iguais, entre A e B. Os que forem por B farão a bomba explodir, e a história acaba aí. Dos que forem por A, metade chegará a D_1 e a outra metade a D_2 . Em resumo, de cada quatro fótons, um chega a D_2 . A chegada de um fóton a D_2 é indicação clara de que a bomba está presente, mesmo que o fóton não tenha interagido com ela (não a tenha “visto”). Conseguimos, assim, fazer uma medida (bomba sim ou bomba não) sem interação. (Isso foi chamado de “visão na escuridão”: em resumo, os fótons sabem que o obstáculo está ali sem necessidade de iluminá-lo.) É verdade que esse fenômeno acontece, em média, uma vez a cada quatro (só em um de cada quatro experimentos com bombas poderemos detectá-la sem que exploda), mas isso não impede que se rompam nossos esquemas clássicos: mesmo que o fóton não vá por essa rota, ele “sabe” que há algo nela e prescinde de sua arrogância de onda ubíqua para

se comportar como uma humilde partícula, e, portanto, ocasionalmente chegar a D_2 . Devemos dizer, além de tudo, que Elitzur e Vaidman conseguiram modificar os espelhos semirrefletores e alterar o dispositivo até fazer com que a probabilidade de haver medida sem interação passasse dos 25% a quase 100% (ou seja, com o dispositivo melhorado, poderíamos detectar quase todas as bombas sem que explodissem). Mas não falaremos agora desses detalhes técnicos.

Resumo

Neste capítulo, vimos duas características da mecânica quântica que rompem nossa imagem da física convencional.

Por um lado, é possível a sobreposição de estados excludentes: o fóton, uma partícula, passa ao mesmo tempo por duas rotas incompatíveis, como se fosse uma onda.

Por outro lado, essa sobreposição colapsa assim que pretendemos descobrir a rota seguida pelo fóton ou, simplesmente, assim que haja como saber por qual rota ele passou.

Na sucessão de experimentos apresentados, nós nos restringimos a descrever os fundamentos da mecânica quântica sem fazer hipóteses adicionais. A função de onda é o instrumento mediante o qual são calculadas as probabilidades dos diferentes resultados experimentais. Até aqui não há discussão entre os físicos. Todos reconhecem o papel instrumental, matemático, da função de onda. E, como dizem Peres e Fuchs, “a mecânica quântica não precisa de interpretação”.²¹ Não é necessária nenhuma interpretação mais para prever os resultados dos experimentos.

Apesar disso, para muitos físicos isso não é suficiente. Como a função de

onda – algo que descreve a física das partículas elementares – não vai ter significado físico? De fato, ao longo do capítulo, levantamos muitas questões sobre o significado da função de onda. Deixaremos para o capítulo 8 a análise das diferentes interpretações da mecânica quântica.

Medir

No capítulo anterior, vimos que, quando se quer escrutinar um estado de sobreposição ($|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$), ele colapsa para uma de suas alternativas ($|\psi_A\rangle$ ou $|\psi_B\rangle$). Neste capítulo, veremos que isso é o que acontece em geral com a **medida** em mecânica quântica: não é possível descobrir o estado preciso em que um sistema quântico está. Temos que nos conformar com algo mais modesto: descobrir se o sistema está ou não em certo estado.

A medida é tão especial em mecânica quântica que se faz necessário dedicar-lhe um postulado específico dentro do formalismo quântico. Essa situação abre uma brecha em relação à física clássica, na qual, evidentemente, não é necessário incluir a medida entre os pressupostos da teoria.

Neste capítulo, explicaremos a natureza peculiar da medida em mecânica quântica, tomando como exemplo uma *característica* de importante destaque em capítulos posteriores: a polarização.

Quando movemos de cima para baixo a ponta de uma corda presa a uma parede pela outra ponta, produzimos uma onda na corda.

Tal onda, que vibra no plano vertical, se caracteriza por um vetor (uma flecha) vertical, que chamamos **polarização** da onda (ver figura 3.1).

Se em vez de mover a mão de cima para baixo a movermos da direita para a esquerda, a corda vibrará em um plano horizontal. A polarização (a flecha da

figura 3.2) indica essa direção horizontal.

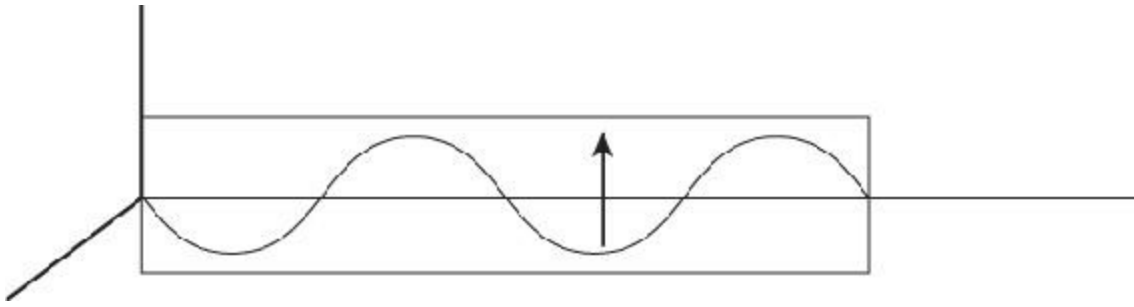


FIGURA 3.1. Onda com polarização vertical.

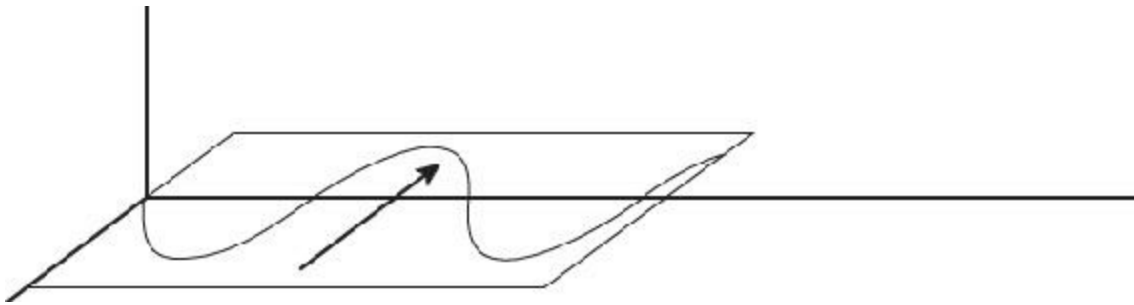


FIGURA 3.2. Onda com polarização horizontal.

E, se movermos a mão na diagonal, a corda vibrará em um plano oblíquo. Na figura 3.3, a polarização indica essa direção oblíqua.

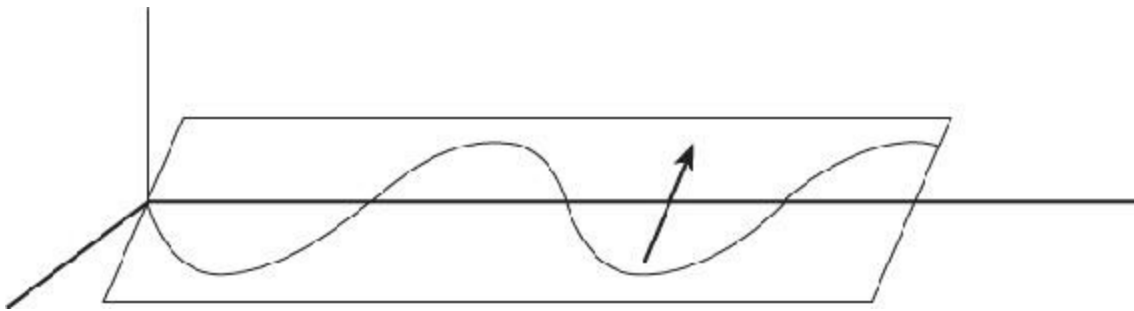


FIGURA 3.3. Onda com polarização oblíqua.

A polarização, portanto, é um vetor (perpendicular à direção de propagação da onda) que indica o plano de vibração da onda.

No capítulo anterior, vimos que a luz é feita de partículas elementares chamadas fótons. Apesar disso, muitas vezes – como também vimos – se

comporta como uma onda. Esse duplo comportamento da luz é conhecido há vários séculos. E desde o começo se manteve a controvérsia entre os defensores do aspecto corpuscular e os defensores do aspecto ondulatório. Isso até a chegada da mecânica quântica, que por fim traz uma reconciliação dos dois aspectos.

A luz, como onda que é, terá uma polarização. Normalmente, a luz é composta por muitas ondas que vibram em diferentes planos. Mas há materiais cuja estrutura interna força a luz a vibrar em um único plano. Quando a luz atravessa uma lâmina feita de um desses materiais, todas as ondas que não vibram nesse plano são eliminadas. Essas lâminas se chamam polarizadores, porque só deixam passar uma direção, uma polarização, da luz (ver figura 3.4).

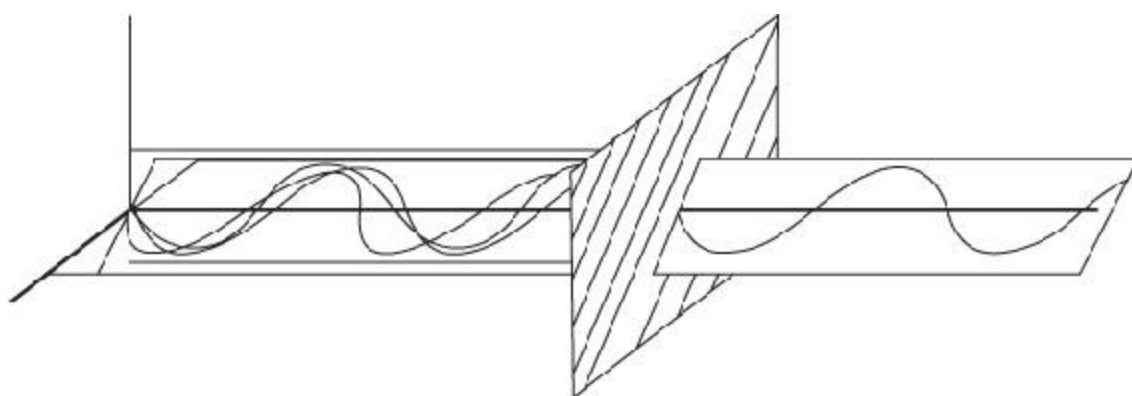


FIGURA 3.4. Vemos como chegam três ondas, vertical, horizontal e oblíqua, a um polarizador colocado em direção oblíqua. O polarizador só deixa passar a direção oblíqua.

Nos óculos de sol polarizados, por exemplo, empregam-se esses materiais para eliminar a maior parte da luz refletida. A razão é que a luz refletida na água, no cristal, em uma estrada, na superfície metálica dos carros etc., está polarizada horizontalmente. (É um efeito da própria reflexão: a partir de certo ângulo, o componente vertical não pode vibrar e desaparece, de modo que na luz refletida só resta o componente horizontal.) O polarizador dos óculos bloqueia esse componente horizontal e, assim, elimina grande parte dos reflexos.

O que acontecerá se fizermos passar luz que tenha sido previamente polarizada, digamos, verticalmente, por um polarizador colocado na direção horizontal?

Vemos na figura 3.5 que não passa nada de luz.

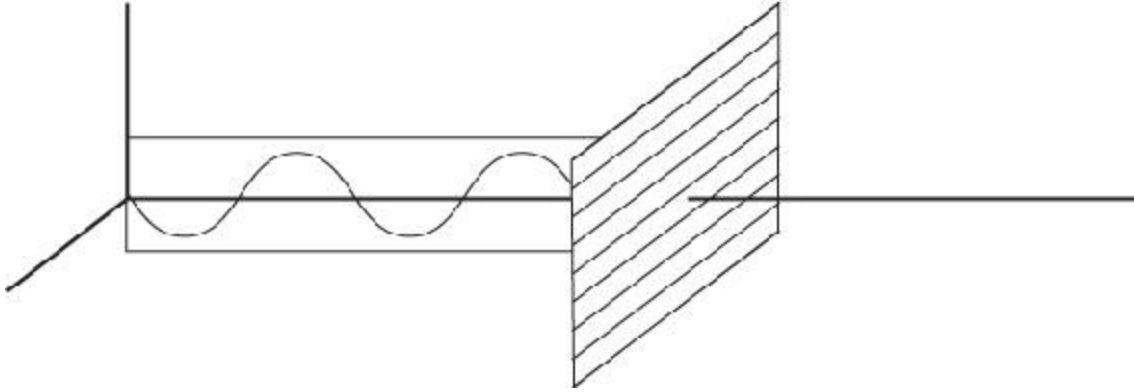


FIGURA 3.5. Um polarizador horizontal impede a passagem de luz verticalmente polarizada.

Em geral, sempre que o polarizador estiver colocado com direção perpendicular à direção da polarização da luz entrante, não passará nada de luz.

Se, por outro lado, o polarizador estiver orientado verticalmente, toda a luz polarizada passará nesse plano:

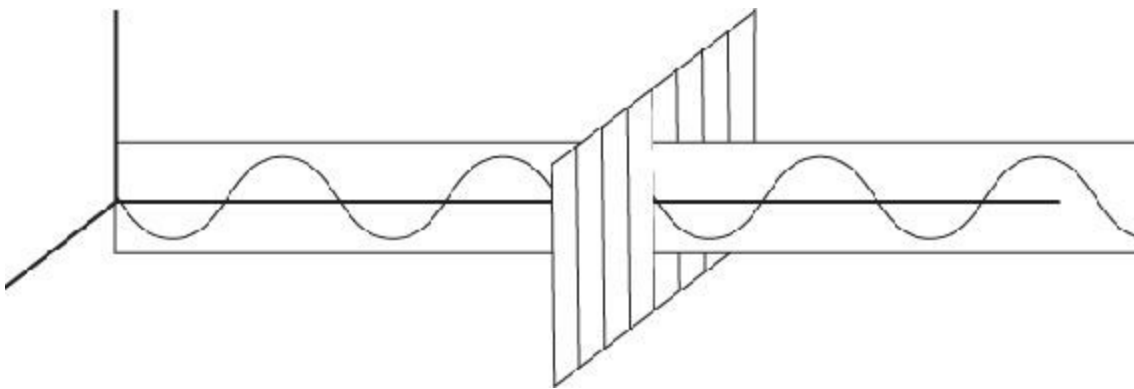


FIGURA 3.6. Um polarizador vertical permite a passagem de luz verticalmente polarizada.

Quando chega luz polarizada verticalmente a um polarizador com direção oblíqua, apesar do que possa parecer, a luz passa, sim. É verdade que parte da luz incidente é absorvida pelo polarizador, mas outra parte consegue passar. E

essa luz que sai, de intensidade mais reduzida que a que entra, tem, evidentemente, a polarização que corresponde ao polarizador, ou seja, neste caso, está obliquamente polarizada (ver figura 3.7).

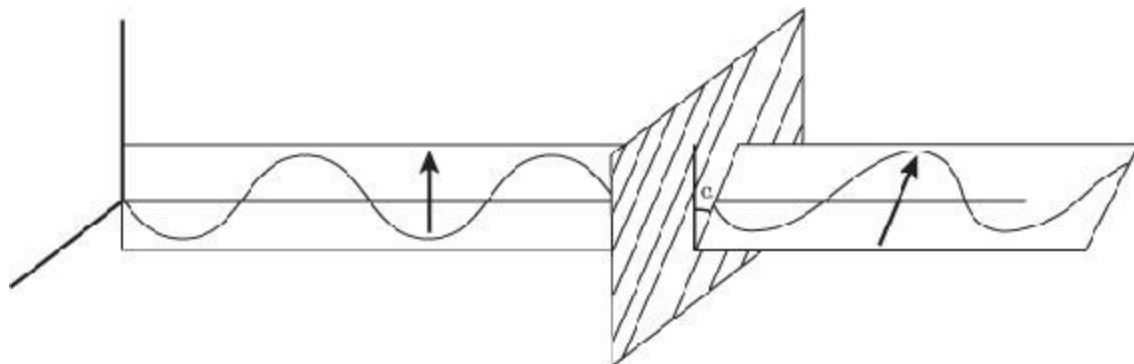


FIGURA 3.7. Um polarizador obriga a girar a direção de polarização da luz. Quanto maior for o ângulo α , menor será a intensidade de luz que atravessa.

A quantidade de luz que passa depende do ângulo formado entre a direção do polarizador e a polarização de entrada. Se a direção do polarizador for perpendicular à polarização da luz incidente, como na figura 3.5, não passará nada de luz. Ao diminuir o ângulo que formam, vai aumentando a luz que passa através do polarizador, até que, quando o polarizador estiver orientado na mesma direção que a luz incidente, a luz que atravessará será máxima (como na figura 3.6). Quando a direção que o polarizador seleciona forma um ângulo de 45° com a polarização incidente, passa exatamente metade da luz que chega.

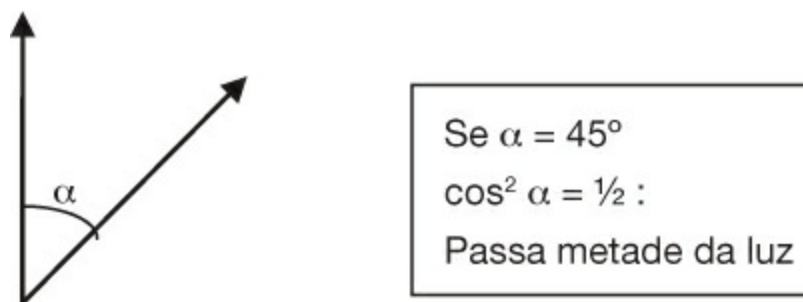


FIGURA 3.8. Se a direção do polarizador formar um ângulo α (ver figura 3.7) com a polarização incidente, passará uma fração de luz igual a $\cos^2 \alpha$ da intensidade da luz incidente.

Em resumo: a luz que atravessa um polarizador sai polarizada na direção determinada pelo polarizador, e sua intensidade depende do ângulo formado entre essa direção e a polarização incidente.

Notemos que, ao fazer um feixe de luz passar por um polarizador, alteramos a polarização que essa luz possa ter: depois do polarizador teremos sempre luz polarizada na direção selecionada pela lâmina polarizadora; perde-se a informação da polarização incidente. Isso – veremos a seguir – vai caracterizar a forma de medir em mecânica quântica.

Até aqui, não precisamos da mecânica quântica. Tudo o que foi dito é “clássico”. O assunto se complica, “classicamente” falando, quando reduzimos a intensidade da luz incidente no polarizador até que só um fóton chegue a ele. O fóton, como sabemos, não pode ser dividido. O que ele fará? Atravessará o polarizador ou não? A resposta é que não sabemos se um fóton em particular atravessará ou não o polarizador. Alguns fótons atravessarão, outros ficarão. E essa questão é especificamente quântica. A mecânica clássica não sabe tratar desse caso. E em mecânica quântica temos que falar de probabilidades. Só podemos dizer que o fóton tem certa probabilidade de atravessar. Especificamente, se o fóton entrante tem uma polarização vertical, tem probabilidade de $\frac{1}{2}$ de passar através de um polarizador oblíquo com direção de 45° . Isso significa que, em média, de cada dois fótons, um passará e o outro será absorvido. Em todo caso, quando muitos fótons são enviados, recuperamos o resultado clássico: a intensidade da onda que sai é metade da que entra.

QUADRO 3.1.

O experimento pode ser feito em casa:

Para ver filmes em 3D, as imagens devem chegar a cada olho levemente deslocadas. O cérebro

comporá as duas imagens em uma, dando uma sensação de profundidade.

Uma das técnicas para conseguir tal feito consiste em que uma das lentes dos óculos 3D deixe passar uma polarização e a outra deixe passar a polarização perpendicular à primeira.

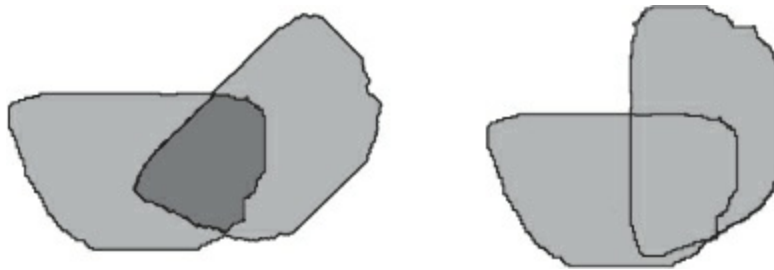
Se as imagens levemente deslocadas – necessárias para dar a sensação de profundidade – projetadas na tela tiverem polarizações perpendiculares entre si, cada olho verá só uma delas.

Se você recortar as lentes ou lâminas dos óculos 3D e as sobrepor, a parte comum aparecerá preta.



A luz que passa pela primeira lâmina se polariza nela, digamos, horizontalmente, de modo que não pode atravessar a outra lâmina, que só admite polarização vertical. Por isso não se vê nada quando as duas estão juntas.

Mas, se você girar uma das lâminas, começará a entrar cada vez mais luz, até que, quando uma lâmina estiver colocada perpendicularmente à outra de modo que as duas lâminas polarizadoras se situem com a mesma direção de polarização, a luz passará sem problema através delas.



[Nota: Embora tenhamos introduzido a *grandeza* “polarização” com referência a uma onda, podemos também aplicar a uma partícula individual.]

Aparelho de medida

A calcita tem uma curiosa propriedade: separa a luz que chega a ela em duas direções ou raios. Um deles segue a direção da luz incidente; o outro se desvia a certo ângulo em relação a essa direção e sai da calcita por outro lado. Por isso

vemos duplo através de um cristal de calcita. Além disso – e isso é o que nos interessa aqui –, cada um desses raios sai com uma polarização perpendicular à outra.

Se a polarização que entrar for diagonal, o raio que não se desviar terá polarização horizontal; e o raio desviado, que sai por baixo na figura 3.9, terá polarização vertical. A calcita, diferentemente do polarizador, não absorve luz. Toda a luz que entra sai. O que agora varia são as intensidades relativas dos dois raios. Se a polarização da luz incidente for, por exemplo, quase horizontal, a intensidade do feixe horizontal será muito superior à do feixe vertical. Se, por outro lado, entrar no cristal polarização quase vertical, o raio vertical será muito intenso e o outro muito tênue. A intensidade de cada um dos raios depende do ângulo da polarização entrante.

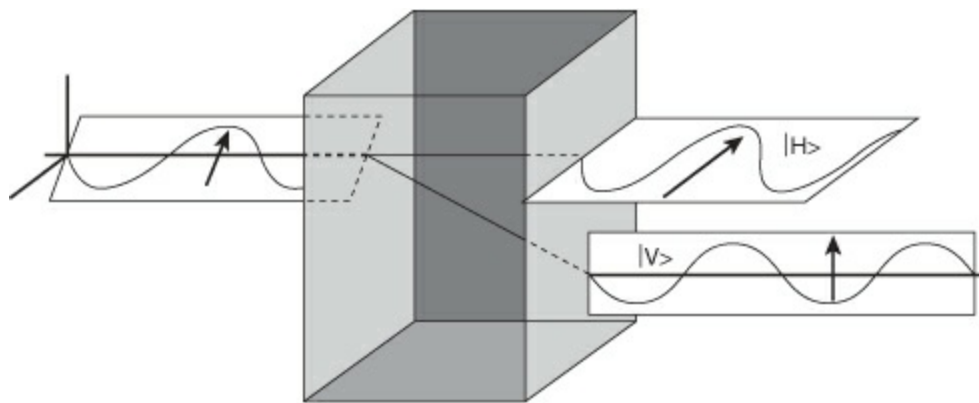


FIGURA 3.9. A luz que entra em um cristal de calcita se desdobra em dois feixes: o que segue a direção de entrada tem polarização horizontal, o que se desvia tem polarização vertical.

A calcita é o arquétipo de aparelho de medida em mecânica quântica.

Vejamos o que acontece quando chega só um fóton.

Quando chega um fóton polarizado em uma direção qualquer, a calcita muda a polarização dele para uma das duas possíveis polarizações perpendiculares (excluentes). Não sabemos – nem podemos saber de jeito nenhum, e esse é um assunto ao qual voltaremos mais tarde – qual das duas possíveis polarizações o

fóton vai adquirir. Só sabemos a probabilidade de que se dê cada uma dessas possibilidades.

As duas polarizações perpendiculares ($|H\rangle$ e $|V\rangle$) constituem a **base** de medida das polarizações. São posições excludentes; se a polarização é horizontal ($|H\rangle$), não é vertical ($|V\rangle$), e vice-versa.

Se colocarmos detectores na saída da calcita, obteremos uma sucessão de polarizações H e V (ver figura 3.11) quando um jato de fótons incidir na calcita. Em termos da Teoria da Informação, podemos substituir H por 0 e V por 1 (ou vice-versa). Isso nos será útil – como veremos mais adiante – quando quisermos utilizar a polarização para enviar informação.

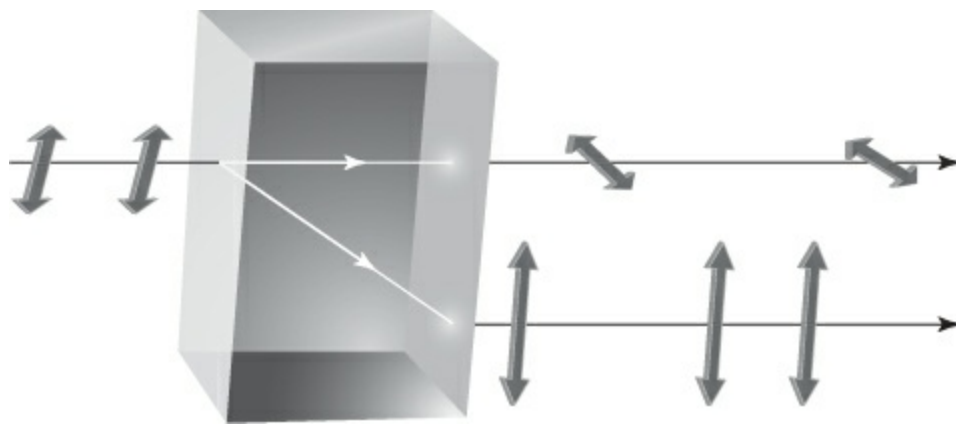


FIGURA 3.10. Um cristal de calcita colocado verticalmente “mede” a polarização do fóton nessa direção: quando o fóton sai por baixo, está verticalmente polarizado. Quando sai por cima, não está verticalmente polarizado: tem polarização horizontal.

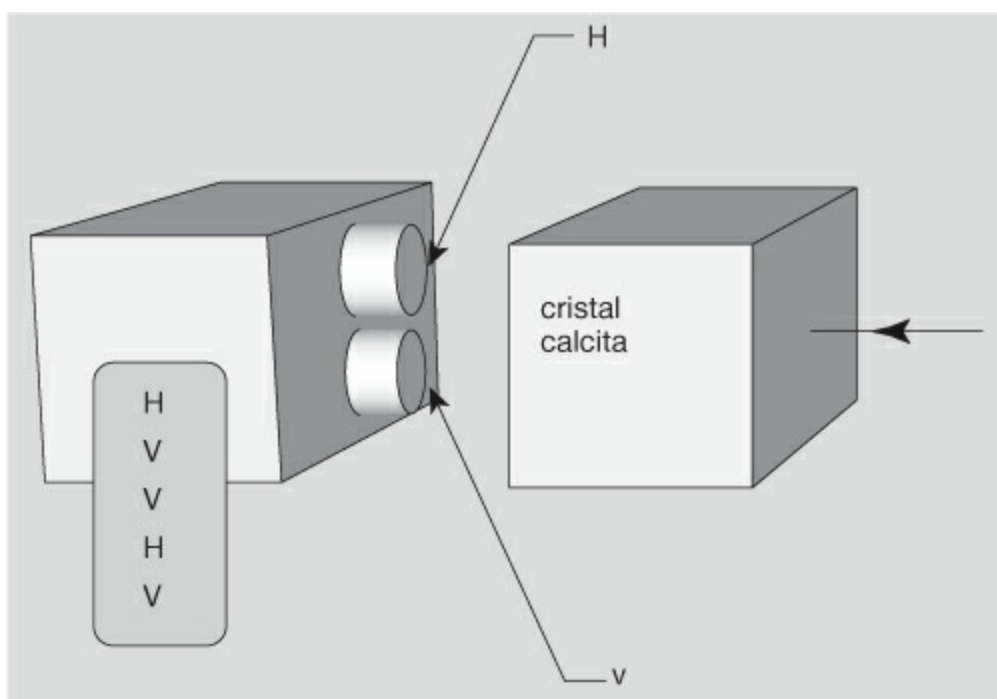


FIGURA 3.11. O medidor de calcita digitaliza a polarização: transforma-a em um sinal binário, H ou V.

Observemos, ainda, que não resta memória alguma da polarização anterior no fóton. Essa informação está completa e irremediavelmente perdida.

Em mecânica quântica, medir é projetar sobre certas direções. Não podemos saber de fato em que estado estava o fóton (o sistema, em geral). Só podemos projetá-lo a um entre dois estados excludentes. Essa é uma das particularidades da mecânica quântica; não é possível saber em que estado está um sistema quântico. Tudo o que se consegue quando se pretende desvendar seu estado é saber se está ou não em certos estados de projeção. Ao medir, alteramos a natureza; nós a obrigamos a escolher entre duas alternativas.²² A marca do estado inicial só se mostra nas diferentes probabilidades de obter um dos estados possíveis: se o estado inicial estava muito próximo ao horizontal, a probabilidade de que o fóton apareça na saída superior com polarização $|H\rangle$ será muito maior que a probabilidade de que apareça na saída inferior com polarização $|V\rangle$. Porém, se a polarização inicial estava muito inclinada para a vertical, o mais provável é que o fóton adquira polarização $|V\rangle$ e saia por baixo. De qualquer maneira, só na probabilidade há reminiscência da polarização

inicial. De resto, esse estado desaparece.

Se o fóton entrante tinha uma polarização de 45° , tem a mesma probabilidade de sair pelo ramo superior $|H\rangle$ que pelo inferior $|V\rangle$. Seu estado inicial, antes de passar pela calcita, é $|H\rangle + |V\rangle$, um estado de sobreposição como o $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$ do capítulo anterior. Como acontecia com este último, o estado $|H\rangle + |V\rangle$ colapsa para $|H\rangle$ ou $|V\rangle$ quando é medido.²³

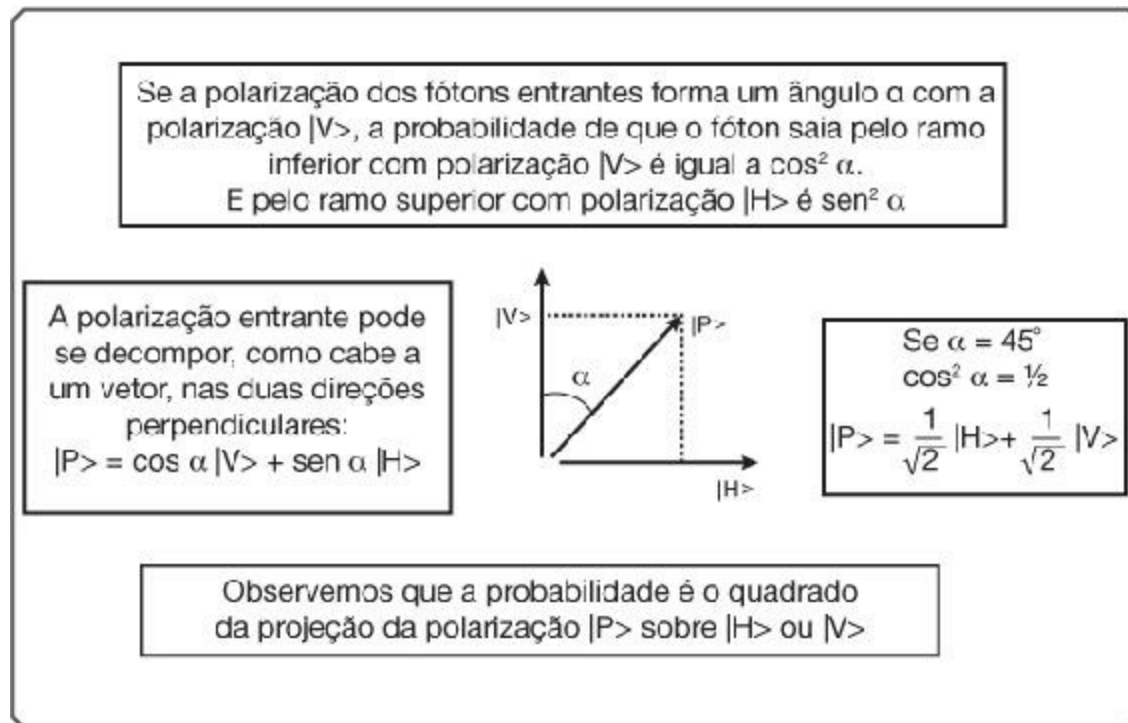


FIGURA 3.12. Alguns detalhes mais técnicos da ação do medidor de calcita.

Notemos, também, que as polarizações de saída dependem da estrutura interna da calcita: são os planos nos quais a estrutura molecular da calcita permite que haja vibração. Isso significa que, se girarmos a calcita em relação à direção de propagação da luz (ver figura 3.13), giraremos também as direções das polarizações dos raios de saída (ver figura 3.14). Uma coisa é certa: as polarizações das direções de saída continuarão sendo perpendiculares entre si. As duas polarizações perpendiculares (H' e V') constituem a **nova base** de medida das polarizações. São posições excludentes ou contrárias; se a

polarização é horizontal (H'), não é vertical (V'), e vice-versa.

Não podemos saber em que direção um fóton vinha polarizado. A única coisa que podemos fazer, girando a calcita a um ângulo θ , é provocar que o fóton saia polarizado nessa direção (V') ou na perpendicular a ela (H').

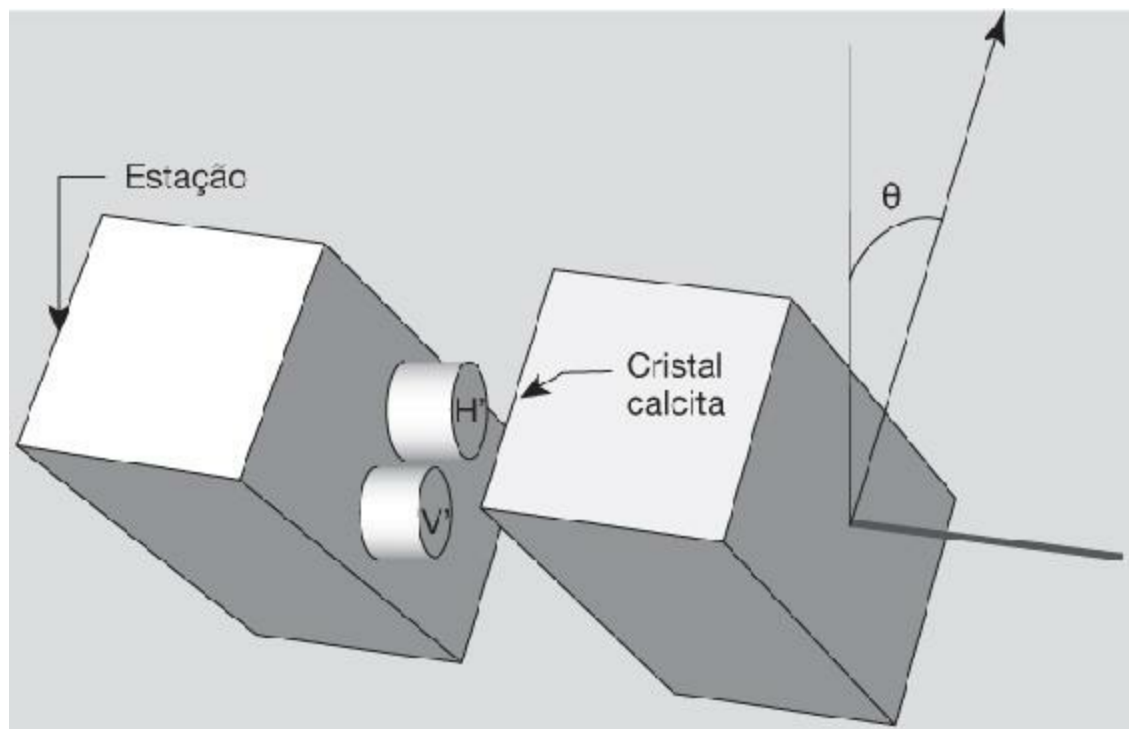


FIGURA 3.13. Um cristal de calcita colocado em direção θ “mede” a polarização do fóton nessa direção: quando o fóton sai por baixo, está polarizado nessa direção: V' . Quando sai por cima, não está polarizado nessa direção: terá polarização H' .

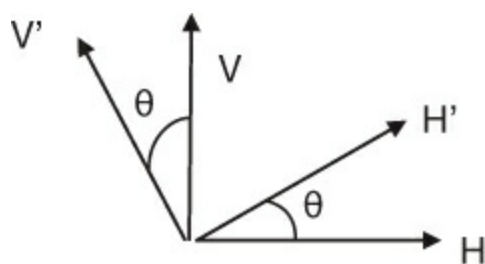


FIGURA 3.14. A base de medida (H' , V') quando a calcita é girada a um ângulo θ .

O cristal de calcita é um aparelho de medida porque implementa a pergunta: o fóton polarizado está em certa direção θ ? Mede, portanto, a polarização nessa direção. E obtém uma resposta: quando o fóton sai pelo canal inferior, está polarizado nessa direção (V'). Quando sai pelo canal superior, a resposta é

negativa: a polarização do fóton é a contrária (H').

Estados $|0\rangle$, $|1\rangle$ nos orbitais

Outro fenômeno que vamos focar é o dos orbitais, ou níveis de energia dos elétrons externos de um átomo. Como vimos no capítulo 1, o elétron pode passar de um nível a outro emitindo ou absorvendo luz.

Chamemos de $|1\rangle$ o estado superior ou excitado, e de $|0\rangle$ o inferior ou fundamental. Um elétron passa de $|1\rangle$ a $|0\rangle$ emitindo um fóton. Ou de $|0\rangle$ a $|1\rangle$ absorvendo-o (ver figura 3.15).

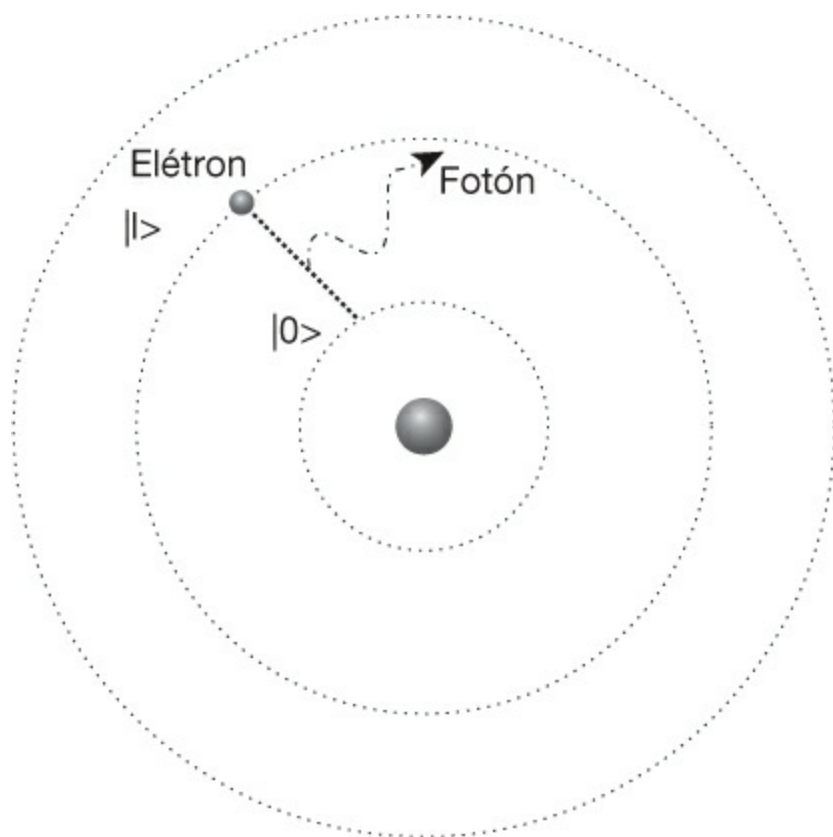


FIGURA 3.15. Corresponde à figura 1.2 com algumas precisões.

Quando o átomo se encontra inicialmente em seu estado fundamental ($|0\rangle$), e é iluminado com um laser cuja frequência é correspondente à diferença de energias entre os dois níveis [$f = (E_1 - E_0)/h$. Ver quadro 1.1], o elétron absorve um fóton do laser e “salta” do estado $|0\rangle$ ao excitado $|1\rangle$. Mas, a seguir,

acontece o contrário: a presença dos fótons do laser estimula no elétron a emissão de outro fóton, que assim volta ao estado fundamental (ver quadro 3.2, Férmions e bósons). Se o laser continuar conectado, fará novamente com que o elétron passe ao estado excitado, e assim indefinidamente. O laser produz uma transição contínua entre os dois estados.

Isso pode ser representado assim:

Chamemos de T o tempo necessário para que o laser gere uma transição de estado (de $|0\rangle$ a $|1\rangle$, por exemplo).

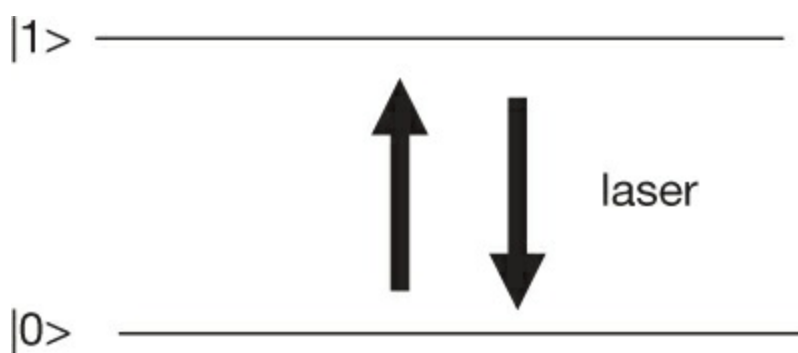


FIGURA 3.16. Um laser de frequência proporcional à diferença de energias existente entre dois níveis gera transições do elétron de um nível ao outro.

O interessante aqui é que, se aplicarmos o laser por um tempo menor que T , a transição não se consumará. O que acontecerá será uma transição pela metade, um interessante estado “suspense” entre $|0\rangle$ e $|1\rangle$, um estado do tipo $|0\rangle + |1\rangle$, que não é $|0\rangle$ nem $|1\rangle$, e sim algo intermediário. É um estado inacessível “classicamente”, mas reconhecível em mecânica quântica. O típico estado de sobreposição é semelhante ao $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$, do qual tratamos no capítulo anterior e no qual o fóton ia ao mesmo tempo por duas rotas possíveis. Também aqui ele está ao mesmo tempo em dois estados de energia. Mas assim como, ao descobrir a rota seguida pelo fóton, ele seguia uma rota ou outra, nunca as duas ao mesmo tempo, também aqui ocorre o mesmo. Se pretendermos descobrir em que estado se encontra o elétron, só poderemos determinar que se encontra em

$|0\rangle$ ou em $|1\rangle$. O sistema colapsa para uma das alternativas “clássicas”. O estado $|0\rangle + |1\rangle$ tem existência real, como veremos mais adiante, mas, ao medir, obtemos uma das possibilidades excludentes. As probabilidades respectivas de obter um dos dois dependem da “quantidade” de $|0\rangle$ e da “quantidade” de $|1\rangle$ que há no estado de sobreposição.

Como se vê, embora não entendamos o salto quântico de Schrödinger, podemos manejá-lo. Não podemos dar uma descrição espaço-temporal do modo como o elétron passa de uma órbita a outra, mas manejar o salto a ponto de obtermos diferentes estados de sobreposição de duas órbitas diferentes.

Talvez essa seja a evolução natural dos “mistérios”: deixam de sê-lo quando podemos manejá-los (mesmo que continuemos a não entendê-los).

Esclarecimento

Os estados de sobreposição ($|0\rangle + |1\rangle$, $|H\rangle + |V\rangle$, $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$) se mantêm até o momento em que se faz uma medida. É no momento de medir que as grandezas adquirem valores definidos. Até então, o mundo subatômico está em estado ambíguo, de indefinição. Se no mundo macroscópico uma *grandeza* pode assumir certos valores, no mundo subatômico pode estar em uma “sobreposição” desses valores, em um estado latente entre eles. Até o momento em que seja forçada a escolher um deles em uma medição, permanece em um estado intermediário, “em suspenso”.

Quadro 3.2. Férmions e bósons

No mundo macroscópico é difícil encontrar coisas idênticas. Os gêmeos podem ser muito parecidos, mas cada um tem impressões digitais distintivas. Os frutos da natureza, duas laranjas, por exemplo, podem ser quase iguais, mas, se as observarmos em detalhes,

encontraremos pequenas diferenças entre elas. Os produtos industriais que uma máquina em série faz também se parecem muito, mas neles encontramos leves diferenças.

No mundo microscópico, as coisas funcionam de outra maneira. As partículas são, de verdade, idênticas. É impossível distinguir um elétron de outro, ou um fóton de outro fóton. São absolutamente iguais. Essa simetria tem consequências matemáticas e físicas:

A função de onda, ψ , reúne, como sabemos, o conhecimento que se tem de um sistema microscópico. E seu quadrado proporciona a probabilidade de encontrar o sistema em um ou outro lugar.

Consideremos um sistema formado por duas partículas idênticas, cada uma em uma posição. Se houver intercâmbio entre as posições das partículas, como são idênticas, a probabilidade de encontrar as duas partículas em suas posições respectivas não pode variar. Ou seja, o quadrado da função de onda não muda com o intercâmbio das partículas. Mas há duas condições para que o quadrado não varie:

1. Que a função de onda não se altere em absoluto.
2. Que a função de onda mude de sinal.

No segundo caso, como quando escrevemos que $3^2 = (-3)^2$, o quadrado também é o mesmo, e, portanto, a probabilidade.

O que essa obviedade matemática tem a ver com a física das partículas microscópicas?, perguntará o leitor.

Parece que a natureza considera todas as opções que a matemática lhe oferece e as torna realidade. Não há explicação para esse espúrio princípio, mas parece ser certo em muitos casos. (Foram muitas as descobertas que partiram de uma possibilidade matemática. Assim foram descobertas as antipartículas, ou os buracos negros, por exemplo.)

No caso que nos ocupa, é certíssimo que a natureza torna realidade os dois tipos de partículas idênticas:

As partículas que ao se intercambiarem fazem a função de onda mudar de sinal se chamam **férmions**. As que ao se inter-cambiarem deixam a função de onda inalterada, mantendo também o sinal, chamam-se **bósons**.

Os elétrons, prótons e nêutrons são férmions; os fótons são bósons. Todas as partículas pertencem a um desses dois grupos.

Podemos explorar suas propriedades (e tudo isso só a partir de um sinal):

Podem duas partículas idênticas ocupar o mesmo lugar?

Se forem bósons, sem problema; mas, se forem férmions, o assunto se complica. Se os dois férmions estiverem no mesmo lugar, a função de onda será idêntica a si mesma com o intercâmbio das partículas, mas a função de onda dos férmions tem que mudar de sinal na permuta. Só o zero permanece invariável e ao mesmo tempo muda de sinal; portanto, é impossível que dois férmions estejam no mesmo lugar.²⁴ Acabamos de enunciar o famoso “Princípio de Exclusão de Pauli”: dois elétrons não podem ocupar o mesmo estado. Esse princípio é responsável pela estabilidade da matéria sólida: evita que os átomos caiam uns sobre os outros. Se não fosse por esse princípio, todos os átomos se concentrariam no mesmo lugar, e toda a matéria desabaria.

O que acontece com os bósons? Já dissemos que eles não têm nenhum problema em ocupar o mesmo lugar; e não só não têm nenhum problema, como gostam de fazer isso. Para entender por quê, basta recordar – vimos isso no capítulo 2 – que em mecânica quântica, quando um resultado pode ser obtido por meio de duas alternativas indistinguíveis – recordemos o fóton que podia ir por dois caminhos, e não sabíamos por qual deles havia ido –, a função de onda é a soma das funções de onda correspondentes às duas alternativas. Como aqui, com o intercâmbio

dos dois fótons, a função de onda não varia, devemos somar duas funções de onda idênticas, de modo que a função de onda é multiplicada por 2, e isso leva a multiplicar por 4 a probabilidade. Isso quer dizer que essa situação é muito mais provável que aquelas outras em que as alternativas são distinguíveis e suas probabilidades só se somam (ou, de qualquer maneira, quando as probabilidades são iguais, multiplicam-se por 2), em vez de se multiplicar por 4, como aconteceu aqui.

O resumo é que os fótons são criaturas gregárias: tendem a estar juntos sempre que podem.

Esse princípio tem muitas consequências físicas. E aplicações tais como a superfluidez, os supercondutores e – de maneira destacada, pela extensão de seu uso – o laser.

Nos lasers, a emissão de um fóton é estimulada pela presença de outros fótons. Assim, consegue-se um amontoado de fótons fazendo exatamente o mesmo (“em fase, em um estado coerente”).

Sem entrar em detalhes técnicos, o laser precisa de dois elementos:

- Que os elétrons se encontrem, em sua maioria, em um estado excitado.
- Que haja dois espelhos, um de frente para o outro.

A presença de um único fóton estimula nos elétrons excitados a emissão de outros; e os elétrons caem no estado fundamental. Os fótons que ricocheteiam nos espelhos estimulam a emissão de mais fótons **de características iguais**. Saem todos na mesma direção e exatamente no mesmo estado por uma pequena abertura em um dos espelhos. Assim se obtém o raio laser.

Entrelaçamento

Com o treinamento dos capítulos anteriores, talvez você esteja preparado para pensar como um mecânico quântico. Vejamos:

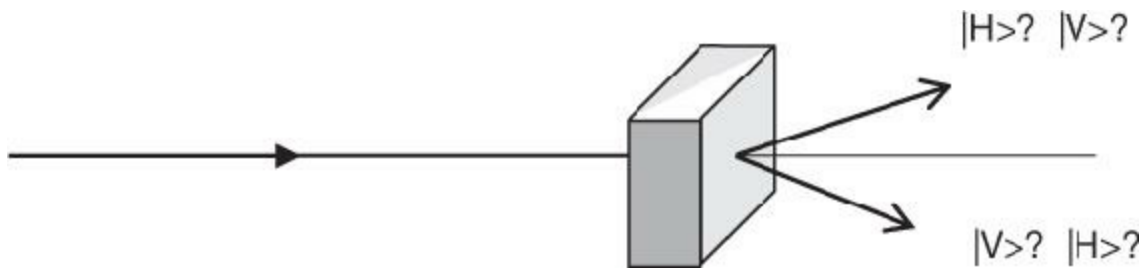


FIGURA 4.1. Em um cristal de conversão paramétrica (figura 2.8), quando um dos fótons está horizontalmente polarizado, o outro está verticalmente polarizado, e vice-versa.

No capítulo 2, página 70, vimos que em um cristal de conversão paramétrica um fóton pode produzir dois fótons que saem disparados em direções simétricas em relação ao eixo central. Acontece que os fótons de saída têm polarizações perpendiculares entre si. (Aceitemos isso, por enquanto, como um dado de partida. Será justificado mais adiante.) Mas tanto pode o fóton da direita ter polarização horizontal e o outro vertical como acontecer o contrário.

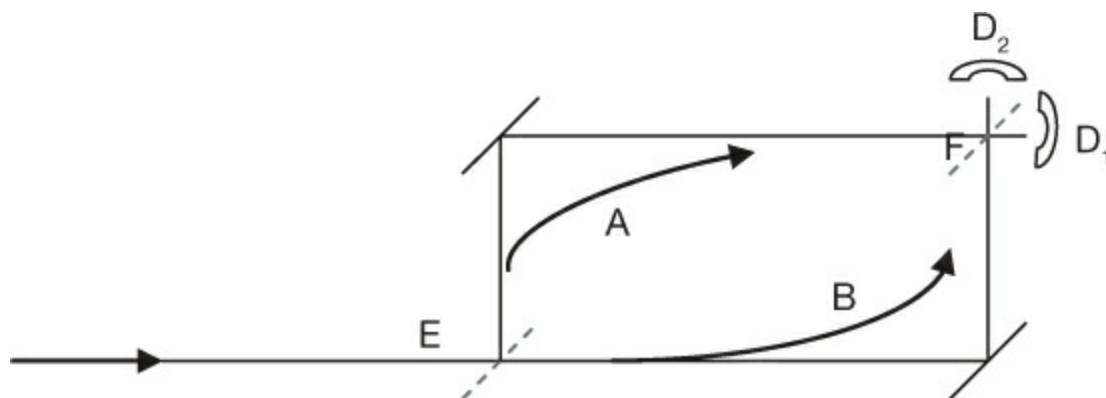
Suponhamos que nada distinguisse os fótons (é a frequência que os pode distinguir. Consideremos, portanto, que sejam fótons da mesma frequência), qual seria o estado conjunto dos dois fótons? Ou, em outras palavras, como se escreve a função de onda que descreve esses dois fótons? A função de onda

reúne, como sabemos, tudo o que se pode saber sobre uma partícula. Há uma parte que fala de sua posição ou sua velocidade, e outra que especifica a polarização da partícula. Aqui, estamos interessados apenas na parte da função de onda que se refere à polarização; não nos interessa a parte que se refere à sua posição ou velocidade.

Chegamos, por fim, depois de esclarecer seus termos, a formular a pergunta: como você escreveria o estado conjunto da polarização dos dois fótons?

Serviria de ajuda recordar o interferômetro de Mach-Zehnder do capítulo 2 (figura 2.3):

Como lá dizíamos que não podemos saber por qual caminho o fóton passa, se o A ou o B, sua função de onda é $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$, uma sobreposição das duas alternativas.



Recordemos nosso Princípio de Sobreposição: se houver duas (ou mais) maneiras indistinguíveis de chegar a um resultado, a função de onda será a sobreposição (a soma) das funções de onda das diferentes possibilidades.

Agora temos duas partículas, em vez de uma, mas também são possíveis duas alternativas indistinguíveis: pode ser que o fóton da direita tenha polarização horizontal e o outro vertical, ou pode ser o contrário. Como escreveremos o estado conjunto de polarização?

Terá que ser, como no caso dos dois caminhos revisitados antes, uma

sobreposição das duas alternativas. Ou o fóton da direita é $|H\rangle$ e o outro $|V\rangle$: estado $|H\rangle_1 |V\rangle_2$ (1 e 2 se referem, respectivamente, a direita e esquerda); ou acontece o contrário: o fóton da direita é $|V\rangle$ e o outro $|H\rangle$: estado $|V\rangle_1 |H\rangle_2$.

A função de onda será escrita, então:

$$|H\rangle_1 |V\rangle_2 + |V\rangle_1 |H\rangle_2$$

Esse é um estado de sobreposição no qual tanto pode ser $|H\rangle$ o fóton da direita e $|V\rangle$ o da esquerda como $|V\rangle$ o fóton da direita e $|H\rangle$ o da esquerda. A natureza não escolhe qual estado é H e qual V. Por um lado, a simetria é absoluta: nenhum dos fótons tem mais razão que o outro para ter uma ou outra polarização. Por outro lado, não há agentes externos que obriguem o sistema a escolher. De modo que o sistema está no estado “suspense”, o estado de sobreposição. A indefinição se mantém. Se a natureza não precisar escolher qual dos fótons é $|H\rangle$ e qual é $|V\rangle$, não o fará – embora isso tenha estranhas consequências.

Esse estado recebe o nome de estado entrelaçado. Não é mais que um estado de sobreposição que envolve **duas partículas**. Sua existência tem consequências impressionantes e aplicações espetaculares, como veremos nos próximos capítulos.

Para sermos mais precisos, normalmente trabalhamos com o estado $|H\rangle_1 |V\rangle_2 - |V\rangle_1 |H\rangle_2$, que recebe o nome de single-to. É obtido, simplesmente, a partir do anterior (logo veremos como). E tem a propriedade extra – que o estado com sinal positivo não tem – de manter a mesma forma, mesmo que mudemos a base de medida. Ou seja, na base $\{|H'\rangle, |V'\rangle\}$ (ver figura 3.14), o estado continuará sendo escrito:

$$|H'>_1 |V'>_2 - |V'>_1 |H'>_2$$

Portanto, qualquer que seja a base de medida escolhida, cada um dos fótons tem a mesma probabilidade de ter polarização horizontal ou vertical.

De qualquer maneira, tanto em sua forma primeira como com o sinal mudado, esse é um estado muito especial. É uma sobreposição de dois estados perfeitamente definidos, o $|H>_1 |V>_2$ e o $|V>_1 |H>_2$; e, portanto, ele também está. Como tal estado perfeitamente definido, sabemos tudo dele; contudo, não conhecemos nada acerca de seus constituintes. Porque se perguntarmos: em qual estado está o fóton da direita?, a resposta obrigatória será: não se sabe. Tanto pode ser $|H>$ como $|V>$. E o mesmo ocorre com o da esquerda.

O professor Emilio Santos, da Universidade de Cantábria, explicava certa vez o paradoxo do assunto com a seguinte analogia:

É como se um aluno fizesse uma prova sobre um livro. O aluno afirma, satisfeito:

— Eu sei tudo.

O professor diz então:

— Fale sobre o capítulo 1.

— Desse eu não sei nada — diz o aluno.

— Então, fale do capítulo 2 — responde o professor.

— É... desse também não sei nada — responde o aluno.

O professor começa a perder a paciência:

— Mas você não disse que sabia tudo sobre o livro?

Do mesmo modo paradoxal é o entrelaçamento: ao conhecer o estado total (singlete, neste caso), sabemos **tudo** o que é possível saber sobre o sistema **completo**, mas, antes de fazer a medida correspondente, ignoramos tudo o que se refere (neste caso, a polarização) aos dois subsistemas.

O estado de entrelaçamento é um estado no qual o que importa é a relação entre suas duas partes, e não o que essas partes são em si mesmas. Em particular, no caso que nos ocupa, a característica do estado é que as duas partes têm polarizações perpendiculares, e não importa qual tenha cada uma delas.

Por que esse estado é tão especial?

Da mesma maneira que quando se pretende descobrir por onde o fóton passa no interferômetro de Mach-Zehnder – ocorre o colapso da função de onda e se rompe a sobreposição, e então o fóton já passa por um dos dois caminhos –, o mesmo acontece no caso do entrelaçamento. Mas aqui – diferentemente do que ocorre na sobreposição simples – há **duas partículas** envolvidas, e o colapso tem consequências realmente espetaculares: quando o estado de sobreposição colapsa, é para uma das duas possibilidades, $|H\rangle_1 |V\rangle_2$ ou $|V\rangle_1 |H\rangle_2$. Isso significa que, embora estejamos medindo só a polarização de um dos dois fótons, o outro também adquire um valor determinado. A polarização do segundo fóton é sempre perpendicular à do primeiro. Se medirmos a polarização de um dos fótons e obtivermos, digamos, H, teremos absoluta certeza de que o outro fóton terá polarização V. Os fótons podem estar a quilômetros de distância. Ao medir a polarização de um fóton, medimos também a do outro, por mais longe que esteja. O entrelaçamento está acima do espaço-tempo.

E isso acontece, no estado singleto ($|H\rangle_1 |V\rangle_2 - |V\rangle_1 |H\rangle_2$), qualquer que seja a direção na qual se meça a polarização dos fótons. Ao girar os cristais de calcita como na figura 3.13, se um fóton sair por cima (por H'), o fóton entrelaçado com ele sairá por baixo (por V') em seu correspondente medidor de calcita.

Estamos fazendo, portanto, uma medida a distância, sem interferir com o objeto que medimos, que, como dizemos, pode estar em outra galáxia. O que é

isso: uma forma de telecinesia?

Mais perguntas nos assaltam: há, aqui, comunicação instantânea entre dois pontos? Mas como, se Einstein havia demonstrado que nada pode viajar mais rápido que a luz, e isso proíbe comunicações instantâneas? Seria possível aproveitar esse entrelaçamento para mandar informação instantânea de um lugar a outro?

Suponhamos que duas pessoas, Benito, em Manila, e Alicia, em Madri, recebem fótons entrelaçados no estado single-to (do tipo HV-VH). Combinam de medir ao mesmo tempo as polarizações de seus fótons em certa direção. Alicia, em Madri, obtém em quatro medidas, por exemplo, os seguintes resultados:

Na primeira medida H, na segunda V, na terceira H e na quarta H.

Benito, em Manila, obterá, necessariamente: VHVV, nas sucessivas medidas (ver a ilustração 3).

Parece que, assim, poderíamos mandar uma mensagem instantânea de Madri a Manila: em Manila se recebe o negativo da sequência criada em Madri. Mas logo notamos que alguma coisa não está funcionando. O problema está na aleatoriedade intrínseca da mecânica quântica. Alicia, em Madri, não sabe, antes de medir, o que vai sair ao medir. Para cada fóton pode sair H ou V com a mesma probabilidade. E se a pessoa não pode escolher o que manda, não há mensagem que valha. Benito também acha que sua sequência é completamente aleatória. É verdade que as mensagens estão perfeitamente (anti)correlacionadas, mas para cada um dos observadores a sequência é completamente aleatória.



ILUSTRAÇÃO 3. Benito, em Manila, e Alicia, em Madri, medem, na mesma direção, a polarização de quatro pares de fótons entrelaçados. Obtêm sempre resultados opostos. Esta ilustração pode ser vista em cores no centro do livro.

O Princípio de Localidade é parte substancial da Relatividade Especial, de Einstein.

Einstein postulou que a velocidade da luz era constante (independentemente do movimento da fonte que emita a luz), e que era a máxima velocidade a que um objeto pode se mover. De fato, só partículas sem massa podem se mover a essa velocidade, e só se sabe de uma: o fóton, ou quantum de luz (da radiação eletromagnética, em termos mais precisos).

O Princípio de Localidade estabelece que, como nada pode se mover mais rápido que a luz, um evento que ocorre em certo lugar em certo instante só pode afetar outros eventos que ocorram em outro lugar se ocorrerem depois que a luz tenha tempo de chegar a esse lugar.

Essa é a influência local de um evento.

Entretanto, é preciso reconhecer que de alguma maneira se viola o Princípio de Localidade, que diz que nada viaja mais rápido que a luz: se em Madri obtemos H, temos certeza de que, se em Manila fizermos a medida uma fração insignificante de segundo depois (uma fração tão insignificante que seria menor que o que a luz demora para ir de Madri a Manila), obteremos V. As medições

podem ser feitas quase simultaneamente, sem esperar o tempo que a luz necessita para ir de Madri a Manila. De alguma forma houve uma comunicação mais rápida que a luz: o fóton de Manila sabe que o de Madri já está polarizado horizontalmente e que ele **tem** que estar polarizado verticalmente. Para todos os efeitos, o resultado de Madri é comunicado instantaneamente a Manila. De fato, as medidas podem ser feitas a distâncias de anos-luz e continuarão mostrando uma correlação instantânea.

Embora a correlação seja mais rápida que a luz, não existe procedimento algum que aproveite essa correlação para enviar informação. Todas as tentativas de utilizar esse estranho sinal ultrarrápido que viola a relatividade para estabelecer uma comunicação aproveitável que realmente viole a Relatividade foram condenadas ao fracasso.

Desde o surgimento da mecânica quântica, nos anos 1920, até os anos 1980, ninguém foi além desse saber básico. Mas, como veremos no capítulo 7, na prodigiosa década de 1990 descobriu-se como aproveitar a mecânica quântica para enviar mensagens cifradas seguras.

Essas mensagens enviam informação útil (e secreta), mas o preço é não serem instantâneas: elas precisarão do apoio de uma transmissão convencional (portanto, no ritmo imposto pela relatividade).

Poderíamos pensar que não é tão estranho que os fótons entrelaçados tenham polarizações opostas (perpendiculares: se um é H, o outro é V). Afinal de contas, poderia acontecer aquilo que se contava das meias do professor Bertlmann: esse famoso professor só tinha meias vermelhas e verdes e sempre conseguia pôr um pé de cada cor, de modo que, se alguém descobria que ele estava com uma meia vermelha, podia ter certeza de que no outro pé a meia era verde.

Ocorreria algo semelhante com a polarização dos fótons entrelaçados? Veremos a resposta no capítulo seguinte, mas já adiantamos aqui o resultado:

Qualquer tentativa de *explicar* as correlações está condenada ao fracasso. *Explicar* significa torná-las inteligíveis com métodos, modelos ou conhecimentos a que estamos acostumados, ou seja, “clássicos”. No capítulo seguinte, mostraremos que nenhum modelo no qual as

propriedades dos objetos tenham realidade prévia ao ato de medir (modelos “realistas”) pode explicar os resultados quânticos.

Isso significa, em particular, que os fótons entrelaçados não têm polarização alguma (nem H nem V) até o momento em que são medidos. Voltando à analogia das meias do professor Bertlmann, veremos que, no mundo quântico, suas meias não são verdes nem vermelhas enquanto não olharmos para elas. É só no momento de olhar que uma meia adquire cor; e é então que a outra meia aparece com a cor contrária.

Desenvolvimentos práticos: entrelaçamento de fótons polarizados

Vejamos como se obtêm, na prática, estados entrelaçados.

Já havíamos dito no início deste capítulo que na conversão paramétrica produzem-se estados entrelaçados. Sobre o capítulo 2, página 71, recordemos que a conversão paramétrica foi descoberta nos anos 1970: observou-se que havia um halo arco-íris ao redor de um cristal de borato de cálcio quando se projetava uma luz laser sobre ele. Agora é hora de aprofundar nesse halo: vamos fotografá-lo com filtros de frequências (cores) diferentes.

A fotografia que apresentamos a seguir (figura 4.2) é uma sobreposição de três fotos, cada uma tomada com um filtro de frequência diferente.²⁵ Com o primeiro filtro obtemos as circunferências azuis, de raio grande acima e de raio pequeno abaixo; com o segundo filtro, as circunferências vermelhas, uma pequena acima e outra grande abaixo; e, com o terceiro filtro, as duas circunferências verdes intermediárias de raio igual. Se estudarmos detalhadamente cada um dos fótons que impactaram as circunferências de cima, comprovaremos que todos têm polarização horizontal, ao passo que todos os fótons das circunferências de baixo têm polarização vertical. (Para comprovar isso, basta fazer os fótons passarem por um polarizador.)

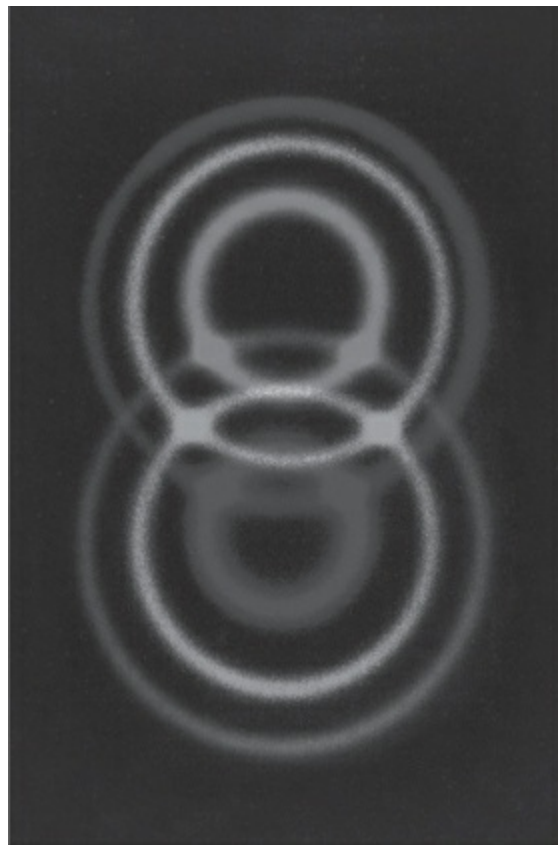


FIGURA 4.2. Sobreposição de três fotografias tomadas com três filtros de frequências diferentes à saída de um cristal de conversão paramétrica. Esta figura pode ser vista em cores no centro do livro.

Mas sabemos, por questões teóricas básicas (lei de conservação da energia e *momentum*), que cada fóton vai acompanhado de outro simétrico em relação à direção principal de saída – já vimos isso no início deste capítulo.

De todos os fótons que integram esses anéis, selecionamos alguns pares de fótons simétricos (emitidos ao mesmo tempo):

No par designado por I no esquema, o fóton superior (I_1) tem polarização horizontal e sua frequência é azul. É acompanhado de um fóton vermelho de polarização vertical situado na posição simétrica (I_2).

Esse par é representado por $|H\rangle^a |V\rangle^v$.

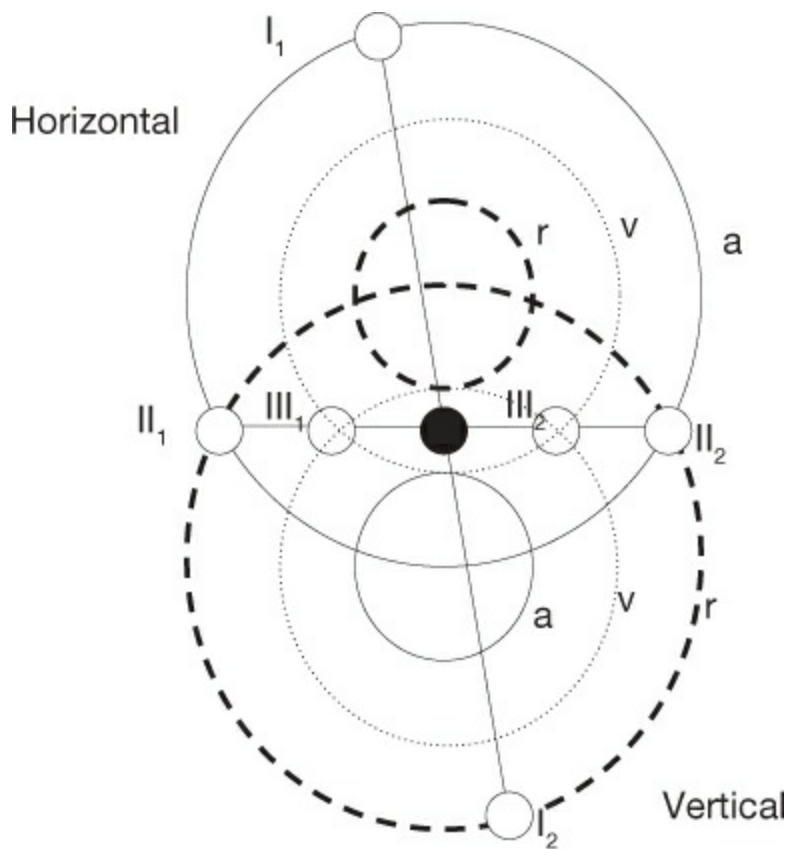


FIGURA 4.3. Análise da figura 4.2: do cristal de conversão saem pares de fótons em direções simétricas: os I, os II e os III são alguns desses pares. Os fótons das circunferências superiores têm polarização horizontal e os das circunferências inferiores, polarização vertical.

O par II é mais ambíguo: o fóton da esquerda (fóton II_1) poderia ser azul de polarização horizontal ou vermelho de polarização vertical. Se for $|H\rangle_1^a$, será acompanhado do (fóton II_2) $|V\rangle_2^v$. Se fosse $|V\rangle_1^v$, seu companheiro seria $|H\rangle_2^a$.

O par seria descrito como $|H\rangle_1^a |V\rangle_2^v$, ou como $|V\rangle_1^v |H\rangle_2^a$. Temos duas possibilidades. Seria um par entrelaçado? Parece que sim, pois pode ser que o fóton 1 esteja horizontalmente polarizado e o fóton 2 verticalmente polarizado, ou vice-versa.

Mas falta uma característica essencial do entrelaçamento: a indistinguibilidade. Os fótons II_1 e II_2 têm frequências diferentes, de modo que sempre poderíamos saber se qualquer um dos fótons está vertical ou horizontalmente polarizado olhando sua frequência. Se o fóton 1 for azul, terá que ter polarização V; se for vermelho, terá que ter polarização H. Como já aprendemos, não é necessário determinarmos sua frequência: o simples fato de

que a possamos conhecer é suficiente para romper a sobreposição – que aqui é entrelaçamento.

Observemos, agora, o par III: nesse caso, os dois fótons têm a mesma frequência – ambos são verdes. Aqui, sim, há indistinguibilidade. Não podemos saber se o fóton III_1 é horizontal, ou se o III_2 é, de modo que “nem para você”, “nem para mim”; o caso pode ser tanto um quanto outro: a polarização não estará definida enquanto não a determinemos em um experimento; enquanto isso, permanecerá em estado “suspense”. Por fim, encontramos um verdadeiro estado entrelaçado. Se Alicia receber o fóton III_1 e Benito receber o fóton III_2 , poderemos afirmar que compartilharão um par de partículas entrelaçadas.

O estado entrelaçado será escrito:

$$|H>_1^{vd} |V>_2^{vd} + |V>_1^{vd} |H>_2^{vd}$$

e como o indicador “verde” (vd) é comum a todos e, portanto, não discrimina, pode ser simplesmente eliminado. Escrevemos apenas:

$$|H>_1 |V>_2 + |V>_1 |H>_2.$$

Como havíamos mencionado mais acima, trabalhamos normalmente com o estado “singleto”:

$$|H>_1 |V>_2 - |V>_1 |H>_2.$$

O sinal “-” alude ao que chamamos de “fase” da onda. Para dar uma ideia do que isso significa, sem entrarmos em mais detalhes técnicos, diremos apenas que se refere a como uma onda está colocada em relação a outra. Por exemplo, na figura 2.4 vemos como duas ondas se cancelam. Isso pode ser descrito pondo

um sinal “-” em uma delas. (Com esse exemplo, compreendemos que há muito mais possibilidades na hora de sobrepor duas ondas que as duas que contemplávamos ali. A cada uma dessas possibilidades corresponderá um número, e, com isso, já não haverá só “+” ou “-”, e sim muitos outros números intermediários entre o “+1” e o “-1”.) Duas ondas vão interferir de um modo ou de outro, dependendo de uma delas percorrer mais caminho que a outra, ou se o percorrer mais devagar.

Uma das formas de obter o estado “singleto”, no caso que nos ocupa, consiste em colocar um cristal de calcita na trajetória de um dos fótons. Os dois raios que se formam dentro da calcita viajam a velocidades diferentes. Assim, podemos conseguir que o raio correspondente a uma das polarizações de um dos fótons (digamos, a polarização vertical do fóton 1) se atrase em relação à outra polarização e adquira, assim, um sinal “-”.

No Apêndice A detalhamos outro entrelaçamento importante do ponto de vista prático: o obtido entre “íons capturados”. Esse entrelaçamento responde a uma proposta de Ignacio Cirac e Peter Zoller para construir computadores quânticos. A ideia de Cirac e Zoller será abordada no capítulo 6, no contexto da informação quântica.

Queremos insistir mais uma vez:

Nos estados de sobreposição como os que ocorrem no inter-ferômetro de Mach-Zehnder, uma partícula só interfere com ela mesma quando há dois possíveis caminhos indistinguíveis.

Os estados entrelaçados, porém, são estados de sobreposição que envolvem **duas** (ou mais) partículas.

Desigualdade de Bell

O assunto é simples, extremamente simples: os valores das grandezas “normais” cumprem uma desigualdade trivial, e o resultado é que as grandezas quânticas estão de tal modo ligadas que não cumprem essa desigualdade.

Mas essa simplicidade “acaba” de uma vez por todas com a lógica comum.²⁶ E, além de tudo, permite fazer coisas que nunca antes foram possíveis e que nossa intuição – com base nessa lógica comum – considera inconcebíveis. De fato, abre uma dimensão nova para a tecnologia.

Não foi fácil descobrir que a mecânica quântica não cumpre essa desigualdade elementar. Nos famosos debates entre Einstein e Bohr nas Conferências de Solvay dos anos 1930, eles só manifestavam seus pontos de vista opostos em relação a como o mundo é feito. Einstein mostrava sua incredulidade diante da afirmação de que se encontrasse só o acaso no mais recôndito do mundo. Como não haveria explicação para o fato de em um experimento obtermos um ou outro resultado? Como se poderia aceitar que, se o experimento fosse repetido exatamente nos mesmos termos e circunstâncias, não se obtivesse o mesmo resultado que antes?

É verdade que fazia tempo que o acaso havia entrado com força em muitas áreas científicas, mas era um acaso diferente:

Ao jogarmos um dado, poderemos ver, em princípio, se vai sair uma face ou

outra se soubermos o valor exato da força com que o jogamos, a resistência do ar ao movimento etc. São tantos os elementos do processo que não controlamos, que aceitamos o resultado como fortuito; mas, se analisássemos os detalhes das diversas variáveis que intervêm, poderíamos prever o resultado. Falamos de acaso porque seria laborioso demais conhecer todos os detalhes do experimento. É só uma questão prática, não *de princípio*.

Nos experimentos quânticos, porém, é intrinsecamente impossível saber o resultado que obteremos.

No capítulo 2, vimos que um fóton tem a mesma probabilidade de atravessar um espelho semirrefletor quanto de se refletir nele. Não há como saber de antemão o que ele vai fazer. No capítulo 3, dizíamos o mesmo em relação à polarização: não há modo de saber se um fóton específico, ao atravessar um cristal de calcita, sairá por cima, polarizado horizontalmente, ou por baixo, polarizado verticalmente. Pode ser que saibamos a polarização do fóton antes do cristal, mas nem assim existe modo algum de sabermos se o fóton vai ter polarização horizontal ou vertical.²⁷ A mecânica quântica nos diz que, enquanto não fizermos o experimento, o valor da polarização não estará determinado. Em geral, as grandezas não têm um valor definido antes do experimento, e é no próprio experimento que decidem assumir um valor ou outro. Isso não significa que não conhecemos o valor da *grandeza*. A mecânica quântica afirma algo mais radical: que não existe um valor definido.

Einstein se negava a aceitar a radical indeterminação das grandezas quânticas antes que fossem observadas. Ele acreditava que deveria existir uma realidade objetiva, com propriedades definidas, independentes de nossa decisão de medi-las ou não. Pais conta que, passeando certa vez com Einstein, este parou de repente, voltou-se e lhe perguntou se acreditava, de fato, que a lua só existiria

se olhássemos para ela.

Einstein achava que deveria existir alguma variável oculta que explicasse os diferentes resultados que obtemos em um experimento quântico. Uma variável escondida no fóton, por exemplo, que determinasse se ele, ao atravessar um cristal de calcita, sairia por cima (polarização horizontal) ou por baixo (polarização vertical). Talvez nosso desenvolvimento técnico ainda não nos permita saber que mínima, profunda e oculta variável explica a diferença de resultados, mas, sem dúvida, ela tem que existir. E será descoberta mais adiante.

Outros físicos – Niels Bohr, por exemplo – afirmavam, contra Einstein, que a incerteza quântica é radical, que as coisas são intrinsecamente aleatórias, que não existe a mera possibilidade teórica de descobrir o que vai sair em um experimento.

São duas imagens de mundo contrapostas. Se existirem as marcas ocultas que explicam os resultados aparentemente fortuitos, teremos um mundo completamente definido, determinado e determinista. Esse é o mundo físico ao qual estamos acostumados, um mundo no qual as coisas estão claramente determinadas e tudo o que acontece tem seu porquê. Nesse mundo, devido às marcas ocultas, as propriedades de um átomo, de uma partícula subatômica, de qualquer sistema quântico, estariam claramente definidas (e com mais razão ainda as de sistemas maiores).

A alternativa, porém, é que as grandezas físicas não estejam definidas antes de serem medidas, que seja impossível atribuir-lhes um valor até o momento de medi-las, que de algum modo haja uma indefinição radical no mundo subatômico, e só quando se obriga uma *grandeza* de um sistema a escolher entre valores concretos mediante um processo de medição é que o sistema adquire

essa propriedade que antes se mantinha indefinida.

Einstein repudiava a imagem do mundo que parecia sugerir a mecânica quântica. Inventava experimentos mentais que punham a mecânica quântica em uma saia justa, mas Bohr, o defensor da indeterminação, sempre conseguia escapar.

Em 1935, Einstein deu um golpe certo: publicou um artigo com dois assistentes, Podolsky e Rosen, no qual parecia demonstrar que a mecânica quântica era incompleta. O Paradoxo de EPR (Einstein-Podolsky-Rosen) apresentava seu argumento utilizando a posição e o momento de duas partículas entrelaçadas, mas sua tese pode ser explicada igualmente, e de forma mais clara, utilizando polarizações. De fato, a ideia básica do artigo está explicada no capítulo anterior: em um sistema de dois fótons entrelaçados que se encontra em um estado $|H\rangle_1 |V\rangle_2 - |V\rangle_1 |H\rangle_2$, se medirmos a polarização de um dos fótons, podemos prever a polarização do outro (recordemos: se um era H, o outro tinha que ser V, e vice-versa). Mas os fótons podem estar muito distantes (um em Madri e outro em Manila, dizíamos), e as respectivas medições podem ser feitas quase simultaneamente, de modo que nem a luz (nem nenhum outro sinal) tenha tempo de “avisar” em uma cidade o que se obteve na outra.

Assim, ao fazer uma medida A da polarização de um dos fótons, podemos prever o valor que vai tomar a polarização em uma medida B realizada no outro fóton, mesmo que o Princípio de Localidade impeça que uma medida afete a outra. Nesse ponto, Einstein e companhia sacavam a artilharia pesada: “Sem perturbar de modo algum um sistema, se pudermos prever com certeza o valor de uma *grandeza*, então existirá um elemento de realidade física correspondente a essa *grandeza*”. Em nosso caso, no momento em que medimos a polarização de um dos fótons (medida A), conhecemos com certeza – e sem

necessidade de fazer a medida B – a polarização do outro fóton, ao qual ainda não perturbamos em absoluto. Segundo Einstein, isso significaria que a polarização do fóton distante precisaria ter um valor concreto antes que o medíssemos.

O argumento vale, seja qual for a direção na qual se meça a polarização.

A inevitável conclusão é que a polarização do fóton distante estava determinada de antemão.

Quando a mecânica quântica afirma que a polarização é intrinsecamente aleatória, está apenas manifestando sua própria limitação no conhecimento profundo da realidade. A polarização está determinada, sim. Se a mecânica quântica não é capaz de saber disso, só pode ser porque é incompleta.

A mecânica quântica não parece conhecê-las, mas devem existir variáveis ocultas que determinam os valores das grandezas.

Seria, portanto, segundo a argumentação de Einstein, o Princípio de Localidade que dotaria de realidade certas grandezas (atribuiria a elas um valor antes que fossem medidas), contra a mecânica quântica, que afirma que elas não têm valores definidos.

Bohr deu um jeito de sair da encruzilhada. Explicou que duas partículas entrelaçadas não podem ser consideradas dois sistemas separados, e sim um único sistema, que mantém sua unidade por mais longe que estejam as partículas. Então, uma medida feita ao sistema é uma medida feita a todo ele, afetando, portanto, suas duas partes, mesmo que estejam muito longe uma da outra.

Einstein replicava que não podia aceitar essa “ação fantasmagórica a distância”, que coordenava instantaneamente os resultados das medidas em partículas entrelaçadas distantes.

A verdade é que, de certa forma, não deixava de ser uma conversa de loucos: cada um dava suas razões, mas não havia modo de um convencer o outro.

Passados trinta anos, porém, John Bell encontrou um jeito de resolver o dilema. Antes de analisar sua intervenção decisiva, vejamos um pouco de história para entender como chegou a vez dele no debate.

De Bohm a Bell

John von Neumann, um brilhantíssimo matemático húngaro (que acabou se naturalizando norte-americano), havia assentado as bases matemáticas da mecânica quântica em 1932 em um livro intitulado *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* [Fundamentos matemáticos da mecânica quântica]. O livro estava escrito em alemão, naquela época língua predominante em ciência. Mas a Segunda Guerra Mundial mudou completamente essa situação: no mundo posterior à guerra, a ciência era escrita em inglês. O magnífico livro de Von Neumann foi de difícil acesso até ser traduzido para o inglês, em 1959.

Nesse livro, Von Neumann demonstrava que era matematicamente impossível que houvesse variáveis ocultas que explicassem o resultado das medidas. Evidentemente, ninguém se atreveu a duvidar da validade de um teorema proveniente de um matemático do porte de Von Neumann.

Mas, no fim da década de 1940, David Bohm (1917-1992), um jovem e brilhante professor da Universidade de Princeton, causou um terremoto.

Antes da guerra, em 1942, Bohm havia entrado no Partido Comunista, e era aluno de Oppenheimer em Berkeley. Embora sua militância tenha durado muito pouco, sua fidelidade ao marxismo se manteve durante muitos anos.

O caso é que certa noite de dezembro de 1949, no início da “caça de bruxas” anticomunista promovida pelo senador Joseph McCarthy, Bohm foi preso por

“desacato ao Congresso” depois de haver se negado a declarar, alguns meses antes, perante o Comitê de Atividades Antiamericanas (House Un-American Activities Committee), sua ligação com o partido, recorrendo à Primeira Emenda; e, embora deixado em liberdade, foi suspenso do emprego na universidade e proibido de pisar no campus. Durante o ano e meio que permaneceu em Princeton sem poder lecionar, Bohm se dedicou a ruminar as estranhezas da mecânica quântica, e em 1951 publicou um livro: *Quantum Theory*. Nele, explica a Complementaridade de Bohr “da melhor maneira possível” – nas palavras elogiosas de Einstein, segundo relata Bohm. Mas, ainda assim, não ficou satisfeito: ele era marxista, portanto, se sentiria muito melhor com uma teoria determinista. Nesse sentido, seu espírito estava mais perto de Einstein que de Bohr. Continuou ruminando o assunto, e no ano seguinte, 1952, encontrou uma reformulação da teoria quântica na qual as grandezas teriam sempre valores definidos. Existia em seu modelo uma variável oculta que transformava o mundo em determinado. É verdade que essa variável era bastante estranha: aliava-se com o aparelho de medida, mas isso não o impediu de abalar as aparentemente sólidas bases do teorema de Von Neumann.

(Bohm conseguiu um cargo de professor no Brasil. Fugiu dos Estados Unidos – tinha certeza de que era seguido – e, depois de dois anos aqui, mudou-se para Israel e mais tarde para a Inglaterra. Nunca mais tornou a se estabelecer nos EUA. Nos anos 1960, sua visão de mundo foi mudando, por influência do guru Krishnamurti – ou, talvez, devêssemos chamá-lo antiguru, pois ele repudiava a ideia do guru como líder –, incorporando elementos esotéricos e espirituais.)

O trabalho de Bohm, apesar da pouca consideração com que foi recebido, chegou às mãos de John Bell, que, seguindo clássicos como Max Born, sempre havia considerado inapelável o teorema de impossibilidade de Von Neumann;

mas, dessa vez, ele revisou a demonstração. Com a ajuda de um colega germanófono, Franz Mandl, ele traduziu e examinou detalhadamente os argumentos de Von Neumann, até descobrir que uma das hipóteses do teorema era pouco convincente. Ainda assim, Bell deixou o assunto maturar. Uma década, especificamente. O ano de 1963 foi um ano sabático para ele, o que lhe permitiu deixar de lado o trabalho no European Organization for Nuclear Research (CERN) e se dedicar a pensar em seu “hobby”: os fundamentos da mecânica quântica e o teorema de impossibilidade de variáveis ocultas. Em 1964 ele publicou, por fim, seu trabalho duplo: no primeiro (que por circunstâncias diversas foi publicado mais tarde), esclarece o erro de Von Neumann: são possíveis, sim, certos tipos de variáveis ocultas. Mas ele já havia se aprofundado tanto no tema que pôde dar o passo decisivo: o que não é possível é completar a mecânica quântica com variáveis ocultas **locais** (as que cumprem o Princípio de Localidade de Einstein). Esse é o significado da famosa desigualdade que ele publicou em seu segundo artigo.

Desigualdade de Bell

Já tratamos do estudo dessa desigualdade, da qual dizíamos, no início deste capítulo, que se cumpre com grandezas “normais”, mas não se cumpre em mecânica quântica, uma desigualdade que constitui a peça que faltava no quebra-cabeça que contrapunha Einstein e Bohr.

Vimos que Einstein afirmava que, de acordo com o Princípio de Localidade (nada viaja mais rápido que a luz), a polarização deveria ter valores definidos. Pois é a partir disso que Bell dá continuidade ao argumento de Einstein. Bell encontrou uma desigualdade que esses valores definidos da polarização devem cumprir, embora essa desigualdade esteja tão bem escolhida que estabelece uma

fronteira entre Einstein e Bohr. Se Bohr tiver razão, se as coisas funcionarem de acordo com a mecânica quântica (segundo o que aprendemos nos capítulos anteriores sobre sobreposição, entrelaçamento e colapso), a desigualdade não se cumpre.

O xis da questão é que é possível contrastar a desigualdade experimentalmente, de modo que a discussão entre Einstein e Bohr deixará de ser uma mera questão de opiniões: um experimento dará razão a um ou a outro.

Esse é o mérito da desigualdade de Bell. Um experimento decidirá se a realidade se atém ao critério de Einstein de que grandezas como a polarização têm sempre valores determinados (embora nossas teorias não sejam avançadas o bastante para conhecê-los); ou se, ao contrário, a realidade se comporta segundo prediz a mecânica quântica, e, portanto, os valores das medidas se comunicam instantaneamente – ou, pelo menos, a velocidade maior que a da luz – em “ações fantasmagóricas a distância”.

Digamos que o pressuposto de Bell foi muito além do sugerido por Einstein. Este só argumentava que a mecânica quântica era incompleta porque não descrevia as variáveis ocultas que tinham que existir para atribuir valores às grandezas antes que fossem medidas. Bell encontrou uma condição que deve se cumprir se as grandezas estiverem determinadas só por seu âmbito local (ou seja, se não houver “ações fantasmagóricas a distância”), mas que não verificam certas grandezas quânticas quando se aplica a elas o formalismo da mecânica quântica. De modo que, se nos experimentos se verificasse a desigualdade de Bell, a mecânica quântica não só seria incompleta; seria, diretamente, incorreta.

Vamos explicar já a desigualdade, mas aqui apresentaremos uma versão mais simples encontrada por Clauser, Horne, Shimony e Holt em 1969. (Conhecida, em homenagem a seus autores, por desigualdade CHSH.)

John Bell

Nasceu em Belfast (Irlanda) em 1928. Era de família humilde. Seu pai deixou os estudos aos 8 anos – e, por abandonar os estudos, a família teve que pagar algumas multas. Mas John estudou e foi além: gostava de ler na biblioteca do bairro e, aos 11 anos, disse a sua mãe que queria ser cientista. (Seus três irmãos começaram a trabalhar nessa idade.) Seus pais, que valorizavam a educação, conseguiram a duras penas pagar o ensino secundário para ele.



Quando terminou o curso, John começou a trabalhar como técnico de laboratório no Departamento de Física da Queen's University, em Belfast, mas o professor para quem ele trabalhava logo percebeu seus dotes para o estudo, de modo que, depois de um ano, Bell passou a ser aluno dessa universidade.

Depois de ganhar seu título de doutor em física, e passar por várias universidades, chegou ao CERN, em Genebra, onde trabalhou com física de

partículas.

Bell dedicava seu tempo livre a entender a fundo a desconcertante mecânica quântica. Em 1963, tirou um ano sabático nos EUA, e ali foram gestados seus famosos artigos de 1964.

John Bell mostrou em todos os seus artigos uma agudeza de pensamento, uma clareza de ideias e uma perspicácia que lhe permitiram explorar ao máximo o enredo quântico. Mas o mais surpreendente nele é que conservava esse espírito infantil – que com frequência perdemos ao entrar no mundo dos adultos – de fazer perguntas fundamentais, por pouco práticas e aparentemente inúteis que fossem, e especialmente de não parar até encontrar uma resposta satisfatória.

É famoso seu comentário: “O que se demonstra nas provas de impossibilidade é falta de imaginação”.

O retrato de John Bell se encaixa bastante bem na imagem do fazendeiro irlandês: desconfiado, com certa astúcia e sarcasmo, e muita teimosia. É verdade que Bell foi criado nessa atmosfera, e pode ser que daí haja tirado as virtudes que lhe permitiram dar o passo decisivo que pressupõe sua desigualdade. Virtudes que o levaram a valorizar o que outros não haviam valorizado (os modelos de Bohm e de De Broglie da onda-piloto, desprezados pela maior parte da comunidade física), a suspeitar da muito fácil reconciliação de aspectos contraditórios na Complementaridade de Bohr (por um lado, o aparelho de medida, descrito classicamente; por outro, o sistema quântico) e a se empenhar em esclarecer, contra tudo e contra todos, o que havia por trás da prova de

impossibilidade de variáveis ocultas de Von Neumann.

O espírito astuto que mencionamos se manifesta expressivamente no final da introdução ao artigo de revisão “Sobre o problema das variáveis ocultas em mecânica quântica”, que ele escreveu para *Reviews of Modern Physics*. A introdução acaba assim:

“Como todos os autores de artigos de revisão não feitos por encomenda, ele [o autor] acredita que consegue fazer uma exposição do tema com clareza e simplicidade tais que todas as discussões prévias se tornarão eclipsadas”.

Bell morreu repentinamente de uma hemorragia cerebral aos 62 anos.

O livro *El dicible y lo indicible en mecánica cuántica*, edição em espanhol publicada pela Alianza Editorial, reúne seus pungentes e interessantíssimos artigos sobre os fundamentos e a filosofia quântica.

Desigualdade CHSH

O primeiro ponto que devemos esclarecer é que nem a desigualdade de Bell, nem sua versão simples, a CHSH, expressam propriedades da mecânica quântica. Aplicam-se, na verdade, a quaisquer grandezas que assumam valores definidos.

Vamos analisar quatro grandezas, A, B, C, D. Cada uma estará associada à polarização que um fóton adquire depois de atravessar um cristal de calcita. Especificamente, cada *grandeza* A, B, C, D vai a medir a polarização correspondente a um ângulo de inclinação do cristal de calcita (ver figura 3.13). Para cada uma das quatro inclinações da calcita, se o fóton sair horizontalmente

polarizado, diremos que a *grandeza* A ou B etc. assume valor +1; se sair verticalmente polarizado, diremos que a *grandeza* em questão assume valor -1. Assim, quando um jato de fótons passa por um cristal de calcita, reunimos uma sucessão de “+” (“mais alguns”) e “-” (“menos alguns”):

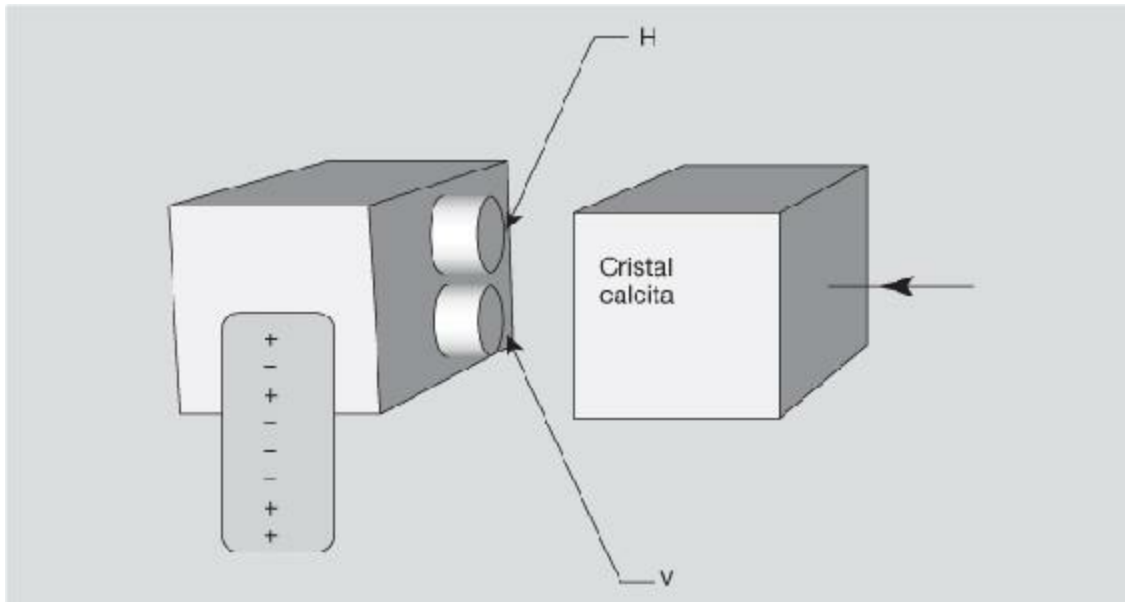


FIGURA 5.1. Na figura 3.11, a polarização horizontal corresponde a +1 e a vertical a -1.

Seguindo Einstein, suponhamos que a polarização, analisada em qualquer direção, tenha sempre valores definidos. Isso é o que acontece com as grandezas “normais”. As quatro grandezas A, B, C e D assumirão, portanto, valores definidos, especificamente 1 ou -1. E vamos deduzir, de maneira muito simples, uma desigualdade que essas grandezas devem cumprir:

Para começar, escolhemos certa expressão: $(A + C) \times B + (A - C) \times D$. Não podemos justificar, aqui, por que é essa expressão e não outra: teríamos que nos aprofundar em questões de lógica formal que excedem o nível deste livro. Mas é simples comprovar o seguinte:

1. Se A, B, C, D só podem valer 1 ou -1, tem que se cumprir que

$$(A + C) \times B + (A - C) \times D = 2$$

ou

$$(A + C) \times B + (A - C) \times D = -2$$

Logo se vê porquê:

Ou $A + C = 2$ (se $A = 1, C = 1$)

e então $A - C = 0$

ou $A + C = -2$ (se $A = -1, C = -1$)

e outra vez

$$A - C = 0$$

Ou acontece o contrário, quando A e C são opostos:

$$A - C = -2 \text{ (se } A = -1, C = 1\text{)}$$

e então $A + C = 0$

ou $A - C = 2$ (se $A = 1, C = -1$)

e outra vez

$$A + C = 0$$

Em ambos os casos, um só sobrevive somando na expressão de cima, e, nele, ao multiplicar por 1 ou por -1, sai 2 ou -2.

2. Se a quantidade em questão vale 2 ou -2, podemos escrever que seu valor absoluto²⁸ será igual a 2.

Escrevemos:

$$|(A + C) \times B + (A - C) \times D| = 2$$

ou o que é o mesmo:

$$|A \times B + C \times B + A \times D - C \times D| = 2$$

3. É fácil demonstrar que se fizermos muitas medições das quatro grandezas, os valores médios das grandezas já não terão necessariamente que cumprir a igualdade estrita, mas continuarão cumprindo a desigualdade:²⁹

$$|\langle A \times B \rangle + \langle C \times B \rangle + \langle A \times D \rangle - \langle C \times D \rangle| \leq 2$$

$\langle A \times B \rangle$ é o valor médio dos produtos dos valores de A e B obtidos em diferentes medições. Para calculá-lo experimentalmente, fazemos:

$$\langle A \times B \rangle = \frac{N_{++} + N_{--} - N_{+-} - N_{-+}}{N_{++} + N_{--} + N_{+-} + N_{-+}}$$

onde

N_{++} é o número de vezes que se obtêm os valores $A = 1$ e $B = 1$,

N_{+-} o número de vezes que se obtêm os valores $A = 1$ e $B = -1$,

N_{-+} o número de vezes que se obtêm os valores $A = -1$ e $B = 1$,

N_{--} o número de vezes que se obtêm os valores $A = -1$ e $B = -1$

de modo que se calcula o valor médio somando-se as vezes em que o produto dos valores de A e B é positivo, ao passo que se subtrai o número de vezes em que o produto de valores de A e B é negativo. O resultado dessas somas e subtrações é dividido entre o número total de observações.

Até aqui é a desigualdade de Bell, que deve ser cumprida para grandezas que assumem valores definidos.

Mas, agora, vejamos o que acontece ao aplicar o formalismo da mecânica quântica às grandezas A, B, C e D, quando escolhemos convenientemente as direções da polarização em um experimento específico.

Veremos que, se analisarmos o experimento com as ferramentas da mecânica quântica – antes de levá-lo à prática –, chegaremos à conclusão de que a desigualdade CHSH não se cumpre.

O experimento consiste em um cristal de conversão paramétrica que emite ocasionalmente fótons entrelaçados em direções opostas. Trata-se de medir, mediante cristais de calcita, suas polarizações nas direções especificadas a seguir:

No primeiro experimento, medimos (ver figura 5.2), na Estação 1, a polarização do fóton que vai para a esquerda com a calcita orientada verticalmente. Essa será nossa grandeza A. Se a polarização for horizontal, $A = 1$; se for vertical, $A = -1$. Do mesmo modo, na Estação 2 mediremos a polarização do fóton que se dirige à direita com a calcita girada a um ângulo de $22,5^\circ$ em relação à vertical. Essa será a grandeza B. De novo, se a polarização for horizontal, $B = 1$; se for vertical, $B = -1$. Para cada par de fótons que chega às estações de medida anotamos os valores (1 ou -1) de A e de B. Com esses valores, calculamos $\langle A \times B \rangle$, conforme explicado.

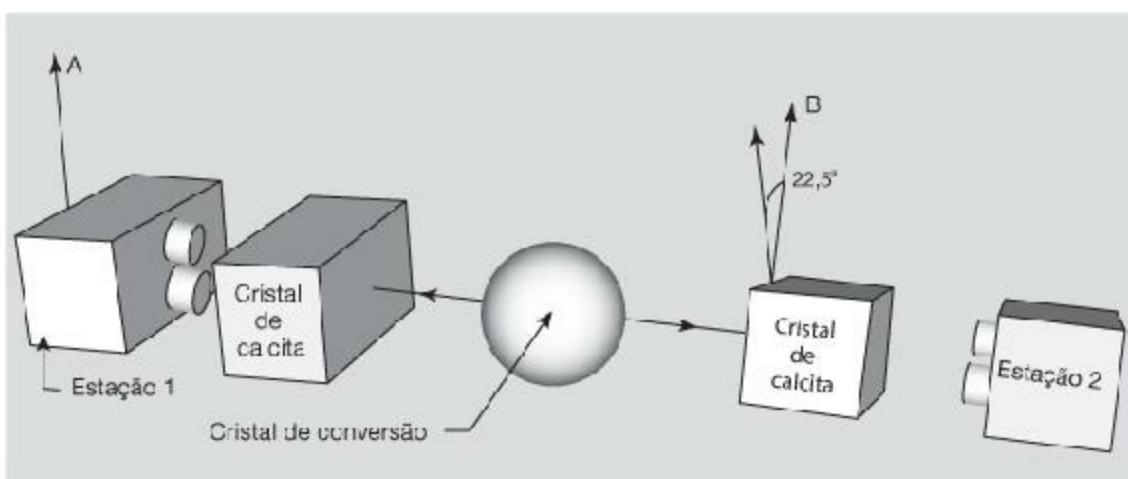


FIGURA 5.2. À esquerda, medimos a polarização na direção A, vertical, e à direita, na direção B, separada $22,5^\circ$ da vertical.

A seguir, na Estação 1 medimos (ver figura 5.3) a polarização dos fótons com a calcita girada a um ângulo de 45° em relação à vertical. Essa será nossa grandeza C. Deixamos a Estação 2 como estava para tornar a medir B.

Anotamos os valores de C e B e calculamos $\langle C \times B \rangle$, do mesmo modo que havíamos calculado $\langle A \times B \rangle$.

Depois, medimos A (à esquerda, na Estação 1) e D (à direita, na Estação 2) (ver figura 5.4). A grandeza D corresponderá à polarização dos fótons quando a calcita formar um ângulo de $-22,5^\circ$ em relação à vertical.

Calculamos também $\langle A \times D \rangle$.

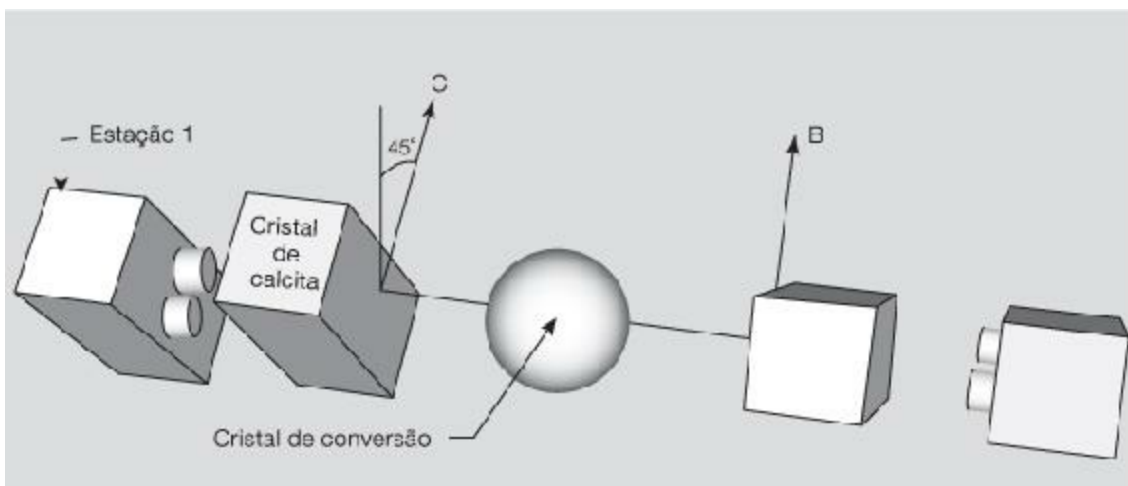


FIGURA 5.3. À esquerda, medimos a polarização na direção C, separada 45° da vertical; à direita, a grandeza B, que forma um ângulo de $22,5^\circ$ em relação à vertical.

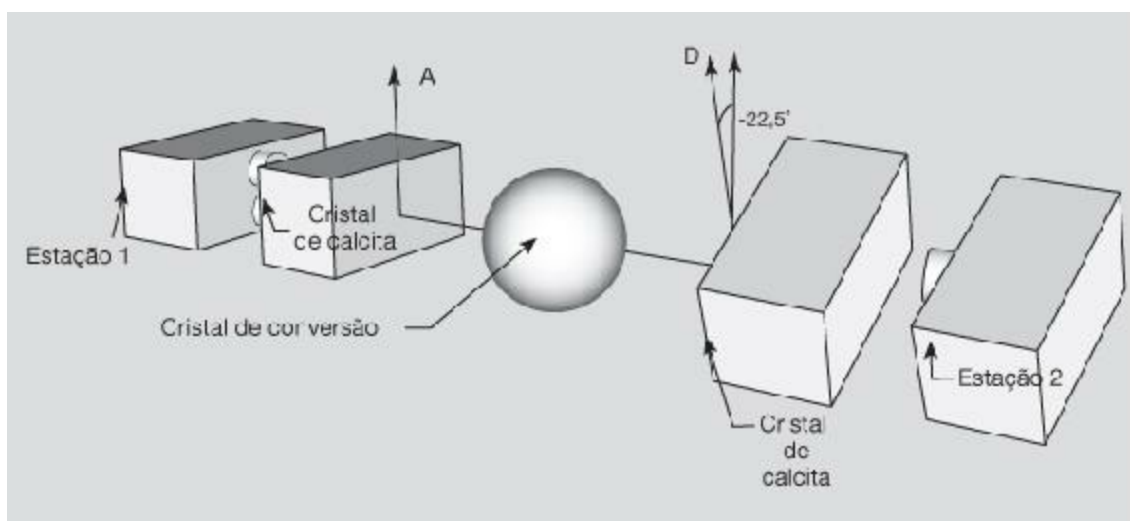


FIGURA 5.4. À esquerda, medimos a polarização na direção A, vertical; à direita, a grandeza D, que forma um ângulo de $-22,5^\circ$ em relação à vertical.

Por último, medimos (ver figura 5.5) C e D com os ângulos anteriormente indicados e calculamos $\langle C \times D \rangle$:

Na figura 5.6 vemos mais claramente os ângulos relativos das diferentes medidas.

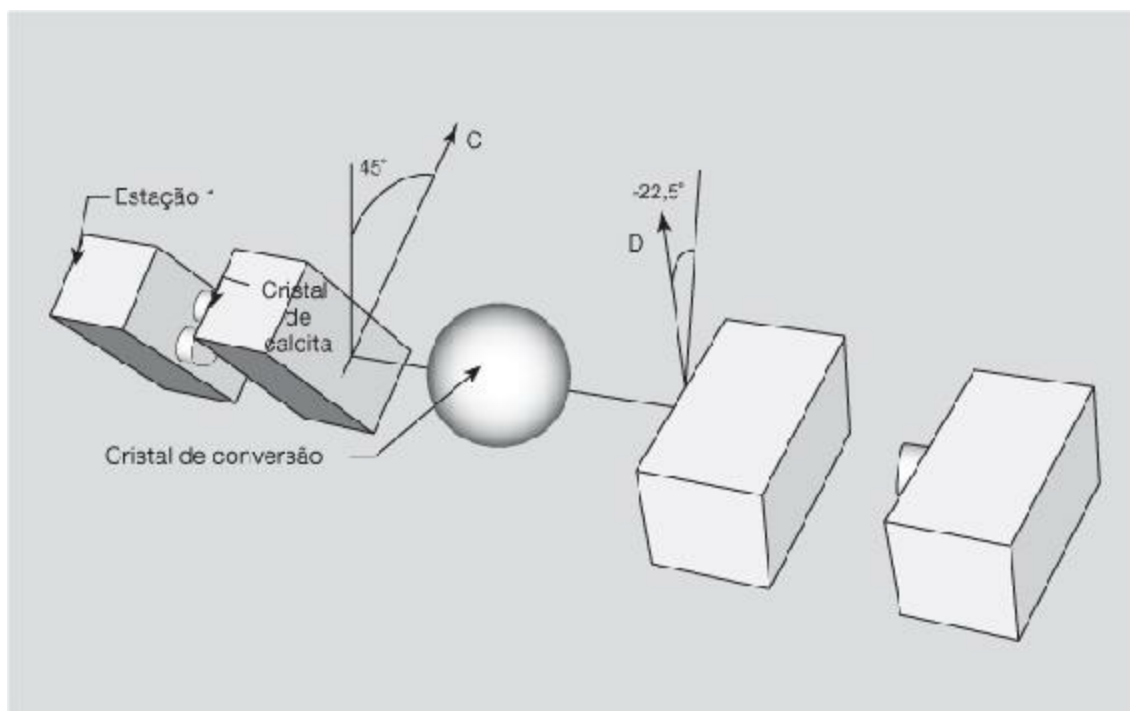


FIGURA 5.5. À esquerda, medimos a polarização na direção C, separada 45° da vertical; à direita, a grandeza D, que forma um ângulo de $-22,5^\circ$ em relação à vertical.

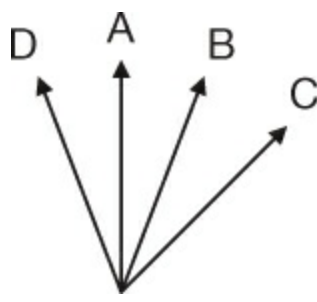


FIGURA 5.6. Direções nas quais medimos a polarização.

Com os valores obtidos, calculamos $|\langle A \times B \rangle + \langle C \times B \rangle + \langle A \times D \rangle - \langle C \times D \rangle|$

A predição teórica dessa quantidade, aplicando-se o formalismo da mecânica quântica às grandezas anteriormente definidas, encontra-se no Apêndice C. Embora os cálculos ali apresentados sejam um pouco técnicos, é possível expressar a ideia que se encontra por trás deles. Não é mais que aplicar o que se viu nos capítulos anteriores deste livro:

1. As grandezas A, B, C, D não têm valores até que sejam medidas.
2. Quando medimos uma grandeza, digamos A, o sistema entrelaçado colapsa a um de seus estados definidos, mas esse colapso ocorre nas duas partes do sistema (os dois fótons, no nosso caso), por mais longe que estejam, de modo que a medida de A em uma estação projeta a polarização do fóton da outra estação e faz com que a correlação entre A e B seja instantânea e também mais intensa do que se esperaria com grandezas “normais”.³⁰ Com os cálculos do Apêndice C obtemos:

$$|\langle AB \rangle + \langle CB \rangle + \langle AD \rangle - \langle CD \rangle| =$$

$$|(-\sqrt{2} - \sqrt{2} - \sqrt{2} + (-\sqrt{2}))/2| = 2\sqrt{2} \text{ superior a } 2!$$

Por isso dizíamos que a predição quântica violava a desigualdade.

Porém, o que diria Einstein dessas medidas? Repitamos o raciocínio da página 98, aplicando-o a este caso específico: se a decisão de medir uma

grandeza ou outra em cada estação for tomada quase simultaneamente (com os fótons já a caminho), o Princípio de Localidade impedirá que uma medida afete a outra. Por outro lado, como os fótons estão entrelaçados, a medida de, digamos, B na estação da direita poderia ser prevista medindo a polarização do fóton na estação da esquerda na direção de B; portanto, se pudermos prever o valor de B, ou, neste caso, de qualquer uma das quatro grandezas, é porque tanto B como as outras tinham um valor determinado antes de que se fizesse a medição correspondente.

A conclusão de Einstein seria, portanto, que as quatro grandezas A, B, C e D têm valores definidos e deveriam cumprir, conseqüentemente, uma desigualdade inócua como a de Bell.

A mecânica quântica, tal como a conhecemos, prediz o resultado oposto.

Pois bem, os experimentos é que têm que decidir. Quando realizarmos na prática essa proposta de experimento, obteremos um valor numérico. Se esse valor for menor que 2, Einstein tinha razão e seria preciso modificar a mecânica quântica. Se, ao contrário, o valor superar 2, as medidas de polarizações se comunicam de algum modo a velocidades superiores à da luz.

Os experimentos é que darão razão a Einstein ou a Bohr.

O primeiro experimento concludente foi feito por Alain Aspect, em Paris, em 1982. Desde 1964, quando Bell formulou sua desigualdade, haviam se passado dezoito anos, tamanha era a dificuldade do experimento! Uma das razões de ele ser difícil de realizar era que o giro das calcitas deveria ser feito enquanto os fótons estivessem em voo, para, assim, descartar uma hipotética comunicação entre as estações de medida: caso contrário, a medida de uma grandeza em uma estação poderia influenciar a medida de outra grandeza na outra estação, e assim as grandezas A, B, C, D poderiam ser definidas por comunicação entre as

estações e não teriam que estar definidas previamente no sentido de Einstein. Ao mudar a orientação das calcitas enquanto os fótons estão voando, impede-se que a comunicação do que se está medindo em uma estação chegue a tempo de avisar a outra: a não ser que o sinal viajasse mais rápido, a luz chegaria a tempo, e isso, segundo o Princípio de Localidade, é impossível. (Em assuntos tão delicados é preciso determinar muito bem todas as possibilidades; é importante não deixar nenhuma ponta solta.)

Desde esse famoso teste de Aspect, o experimento foi feito em diversas ocasiões e de maneiras diferentes, e o resultado confirma a mecânica quântica: $|\langle A \times B \rangle + \langle C \times B \rangle + \langle A \times D \rangle - \langle C \times D \rangle|$ é um número maior que 2. A DESIGUALDADE É QUEBRADA.

A conclusão inevitável é que as quatro grandezas A, B, C e D não têm valores definidos antes de serem medidas, e, quando medidas, é preciso haver algum tipo de comunicação mais rápida que a luz para explicar as intensas correlações das medidas: a medida da polarização de um fóton afeta a do outro distante.

Somente com essa comunicação mais rápida que a luz se podem cumprir, como avalizam os experimentos, as previsões da mecânica quântica contra as expectativas das teorias realistas locais (as expectativas expressas na desigualdade de Bell).

A seguir, veremos como foram medidas as quatro grandezas A, B, C, D em um experimento recente, espetacular, no qual a distância entre as estações de medida superava os 100 km.

Comprovação experimental

Entre as muitas comprovações experimentais da violação da desigualdade de Bell pela mecânica quântica destaca-se a que foi feita nas Canárias em 2007.

Destaca-se porque foram medidas as polarizações dos fótons entrelaçados a uma distância de 144 km, a existente entre a ilha de La Palma e a de Tenerife. O experimento foi realizado pelo grupo de Zeilinger, da Universidade de Viena.

Vejamos o esquema do experimento:³¹

No quadro superior da esquerda encontra-se a fonte de fótons entrelaçados, consistente de um laser que impacta sobre um cristal de conversão paramétrica (BBO), como o analisado nos capítulos anteriores.

Alícia, em La Palma, mede a polarização de um dos fótons e Benito faz o mesmo em Tenerife com o outro fóton, que um transmissor envia à Estação Óptica Terrestre em Tenerife. (Para estabilizar essa conexão, utiliza-se um laser que emite em sentido contrário; *Tracking beam*, na figura 5.7.)

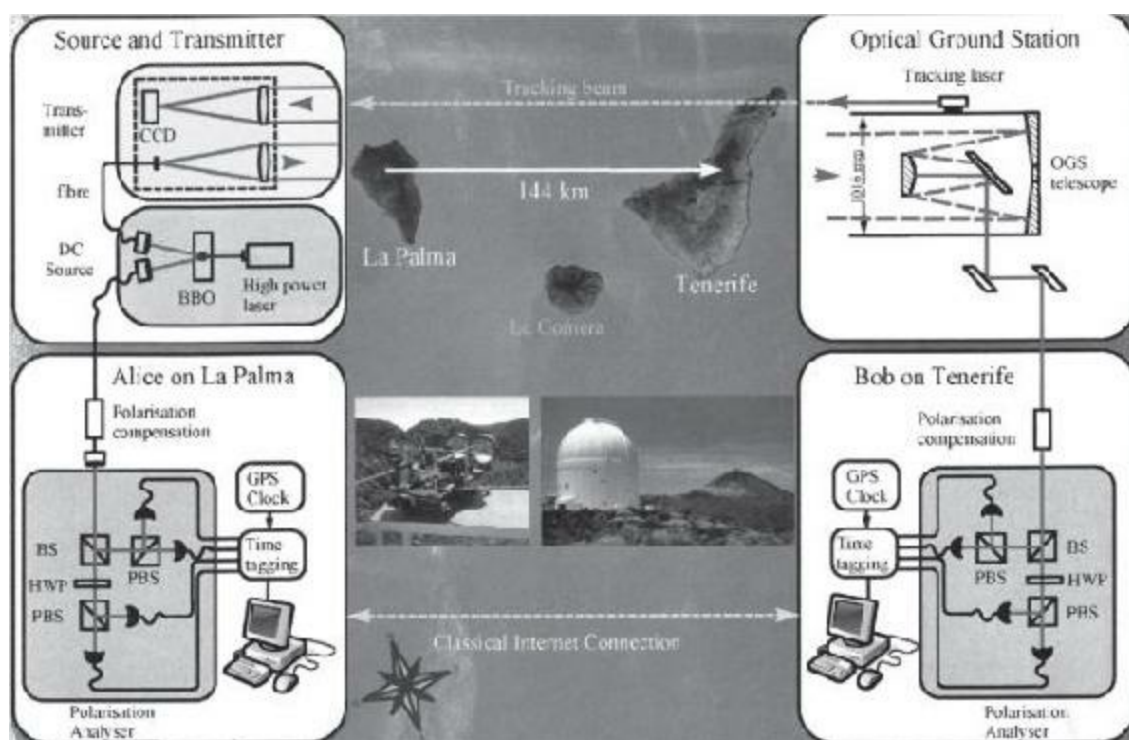


FIGURA 5.7. Um cristal de conversão paramétrica gera dois fótons entrelaçados. Alícia, em La Palma, mede a polarização de um deles, e Benito, em Tenerife, mede a polarização do outro. Medem nas direções A, B, C e D da figura 5.6. Esta figura pode ser vista em cores no centro do livro.

A medida de Alícia é feita da seguinte maneira (ver figura 5.8):

O fóton tem a mesma probabilidade de se refletir no espelho semirrefletor

(BS, *beam splitter* em inglês) que de atravessá-lo.

O HWP gira em 45° a polarização do fóton que atravessa o espelho. Girar a polarização em 45° equivale a girar a calcita nesse mesmo ângulo. Assim, medimos a grandeza C.

Os PBS são dispositivos que deixam passar os fótons horizontalmente polarizados, mas refletem-nos perpendicularmente se, ao contrário, estiverem verticalmente polarizados. (Bastaria que houvesse um cristal de calcita para enviar as polarizações perpendiculares a duas direções diferentes.)

Desse modo, Alícia mede aleatoriamente a variável que chamamos de A ou a que chamamos de C (a 45° de A), cada uma das quais pode assumir dois possíveis valores (1 ou -1).

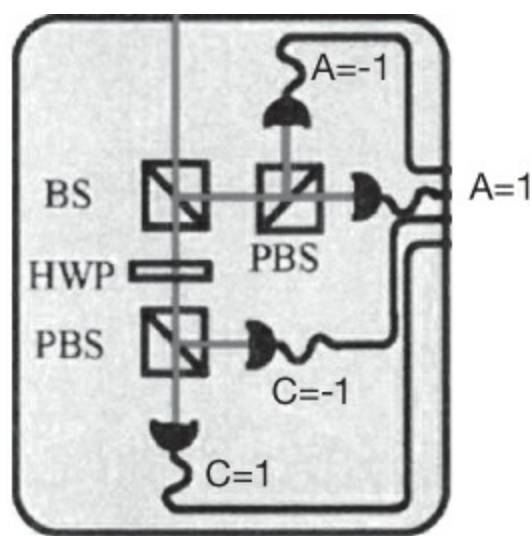


FIGURA 5.8. Se o fóton se refletir no espelho semirrefletor (BS), Alícia medirá a polarização na direção A. Se atravessar o espelho, medirá na direção C. O acaso, portanto, decidirá se ela medirá em uma ou outra direção.

Benito faz o mesmo que Alícia, mas, antes, gira a polarização em $22,5^\circ$. Obtém esse feito com o dispositivo Polarisation compensation da figura 5.7. Assim, mede aleatoriamente as grandezas B ou D (ver figura 5.9).

Em um dos três experimentos originais de Aspect, como já comentamos, a decisão de medir uma grandeza ou outra era tomada enquanto os fótons

estavam a caminho das estações de medida, para garantir que não houvesse comunicação entre as medidas.

Nesse experimento, a decisão de medir uma grandeza ou outra é completamente aleatória. É o acaso que decide se o fóton atravessará o espelho semirrefletor (BS), com o qual se medirá C, ou, ao contrário, se refletirá no espelho e se medirá A. Assim, garante-se que a decisão seja tomada no último momento, tanto em uma ilha como na outra: não há comunicação entre as medidas.

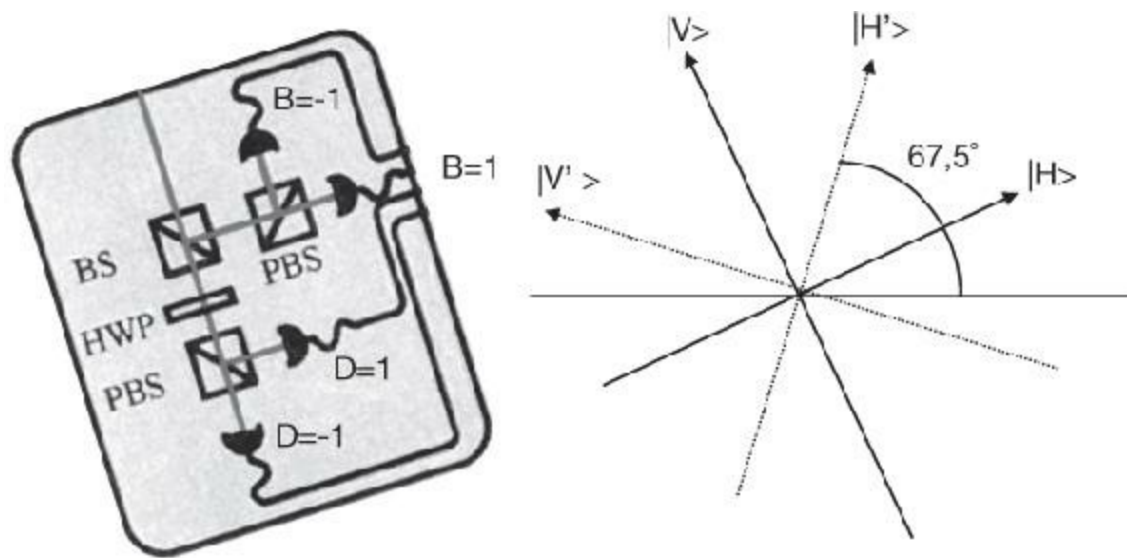


FIGURA 5.9. Ao girar a polarização $22,5^\circ$, a nova direção vertical (V) corresponde a $B = -1$, e a horizontal (H), a $B = 1$. E a direção D, que forma 45° com a B (ver figura 5.6), troca seus eixos: H' corresponde a $D = -1$ e V' a $D = 1$.

Por um canal público (internet), Benito transmite os tempos de detecção de seus fótons. Alícia encontra os pares de fótons coincidentes tendo em conta o tempo de voo entre as duas ilhas (0,000487 segundo, aproximadamente).

Assim, descobrem os pares de fótons entrelaçados. Para cada um deles, Alícia e Benito examinam qual das quatro grandezas vistas, A, B, C ou D, é a que foi medida e anotam os resultados obtidos em cada uma delas.

Com esses dados, calculam: $\langle A \times B \rangle$, $\langle C \times B \rangle$, $\langle A \times D \rangle$ e $\langle C \times D \rangle$, e

encontram:

$$S = |\langle A \times B \rangle + \langle C \times B \rangle + \langle A \times D \rangle - \langle C \times D \rangle|$$

Obtêm o resultado:

$$S = 2,5 > 2$$

Confirma-se a quebra da desigualdade. Foram estabelecidas correlações quânticas entre Tenerife e La Palma. Alícia, em La Palma, e Benito, em Tenerife, separados por 144 km, compartilham pares de fótons em estado entrelaçado.

A propósito, esse experimento foi feito com a intenção de explorar a possibilidade de comunicação quântica no espaço: as distâncias aqui envolvidas são da ordem daquelas que existem entre uma estação orbital e a Terra. De fato, o experimento multiplica por 10 a distância dos experimentos previamente realizados.

Quais consequências decorrem da quebra das desigualdades de Bell?

Em primeiro lugar, a mera suposição de que as propriedades das partículas subatômicas estejam definidas antes de se fazer uma medida leva a uma contradição. Algumas grandezas não têm valores definidos até que um observador as meça, até que olhemos para elas. Fazemos isso observando-as diretamente ou observando grandezas correlacionadas com elas em sistemas que podem estar distantes. Não é possível supor que as grandezas A, B, C, D tenham valores definidos antes que sejam medidas. A questão não é que não conhecemos os valores das grandezas; o assunto é mais radical. Significa que as grandezas

não têm valores. Qualquer atribuição de valores que se faça é insustentável. A conclusão é que não podemos manter a imagem de um mundo completamente determinado. Não podemos pensar que a realidade existe ali fora quando não a observamos. As propriedades dos sistemas microscópicos não estão definidas até que nós as observamos. As grandezas permanecem em estado de indefinição até que as observamos, até que as medimos. Temos que aceitar que o mundo é radicalmente aleatório. O universo microscópico permanece confuso até que o obrigamos a se decidir em um experimento; só então ele adquire definição.

O Teorema de Bell nos força a abandonar a imagem realista do mundo. As propriedades físicas não têm, em geral, existência objetiva independente do ato de observação. É preciso aceitar o que Jordan afirmava já em 1934:³² “As observações não só alteram o que se vai medir, mas causam-no! Em uma medida de posição, por exemplo, o elétron se vê obrigado a tomar uma decisão. Nós o forçamos a assumir uma posição definida; antes, ele não estava nem aqui nem lá; não havia tomado uma decisão acerca de sua posição...”. Ou, considerando de novo o caso dos dois fótons entrelaçados, qual é a orientação das polarizações dos fótons? Em direção horizontal um e vertical o outro? Ou talvez nas direções diagonais? Apontarão para outra direção? Pois a única resposta válida é: não estão orientadas para lugar nenhum. Qualquer orientação que lhes atribuímos é incorreta, choca-se com os resultados experimentais. Temos que aceitar que as polarizações são adquiridas no momento de medir, e que dependerão de como seja essa medida, da orientação da calcita que as meça. Por isso Jordan conclui: “Somos nós mesmos que causamos os resultados das medidas”.

Em segundo lugar, será preciso aceitar a “ação fantasmagórica a distância”, algo que tanto desagradava a Einstein. A mecânica quântica não pode se

completar com variáveis ocultas locais que a transformem em uma teoria realista local. O que fizermos em uma parte de um sistema afetará instantaneamente a outra parte dele, mesmo que esta última esteja a anos-luz da primeira. A única maneira de explicar a violação da desigualdade é que as grandezas A, B, C e D não assumem valores até o momento em que são medidas. E isso significa, para respeitar a (anti)correlação do estado entrelaçado, que entre os fótons entrelaçados há algum tipo de comunicação mais rápida que a luz. Em outras palavras: a correlação entre as duas partes do sistema entrelaçado é superior a qualquer concebível correlação entre as duas partes de um sistema cujas variáveis se comportem segundo o Princípio de Localidade. A desigualdade de Bell expressa uma condição cumprida pelas correlações de uma teoria realista local, mas as correlações quânticas superam essas máximas correlações clássicas e violam a desigualdade.

É verdade, como repetimos várias vezes, que isso não pode ser utilizado para enviar informação mais rápido que a luz; mas veremos no capítulo seguinte como o entrelaçamento permite teletransportar estados quânticos.

Breve aproximação a um tema polêmico: seria a mecânica quântica não local?

Vimos que existem correlações não locais. Acaso produzem verdadeira não localidade?

Entendemos por não localidade a existência de “ação a distância instantânea”, ou seja, que uma ação realizada em A produza instantaneamente um movimento ou alteração mecânica em B sem que se realize em B nenhuma ação direta. Essa ação a distância é equivalente à transmissão de informação instantânea (ou, de qualquer maneira, mais rápida que a luz). Para que haja alteração mecânica ou movimento em B, algo teria que existir que fosse passível de se mover ou se alterar quando realizamos a ação em A, mas vimos que em B a grandeza não assume um valor definido, não existe enquanto não medimos em A. Como em B não havia um valor definido (a grandeza ainda estava indefinida, indecisa), não há possibilidade de que sofra alteração alguma. De fato, a única mudança que ocorre em B, quando medimos em A, é que a grandeza adquire um valor definido (como o entrelaçamento desaparece a seguir, já não resta margem para uma nova mudança em B operando em A). Em resumo, as correlações distantes existem, mas seu carácter não local não leva à verdadeira não localidade, devido justamente ao não realismo: a não

existência de valores definidos prévios.

É possível simular a mecânica quântica com um modelo clássico?

Ao medirmos as polarizações respectivas de um par de fótons entrelaçados, obtemos sempre resultados opostos: se o resultado em uma estação de medida for H, na outra será V.

Essa correlação, porém, pode ser conseguida facilmente sem apelar à mecânica quântica: basta pensar que um fóton tem uma polarização qualquer, dada por um vetor $|P\rangle$, e o outro, uma correspondente ao vetor perpendicular. Se, digamos, o vetor polarização cair na área cinza da figura 5.10, a medida dará H (e no outro fóton, de polarização perpendicular, obteremos V), ao passo que, se o vetor polarização cair na área branca, dará V (e o outro, H). Assim, obteremos sempre resultados opostos.

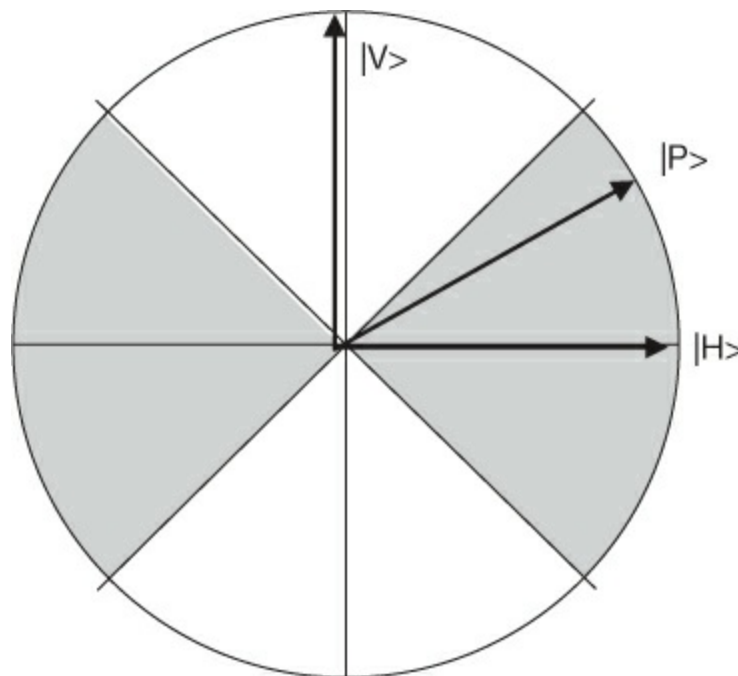


FIGURA 5.10. Modelo “clássico” de entrelaçamento: um fóton tem polarização $|P\rangle$, e o outro (que não se mostra), polarização perpendicular a $|P\rangle$.

Esse modelo “clássico” funciona quando as duas calcitas medidoras estão colocadas paralelamente nas duas estações de medida distantes, mas a quântica apresenta suas estranhezas assim que giramos uma calcita em relação à outra.

Vejamos qual seria a predição de um modelo como este quando as estações de medida não estivessem alinhadas:

Especificamente, vamos descobrir quando obtivermos H em uma estação e H na outra ao girar as calcitas medidoras (ver figura 5.11).

Para apreciar as sobreposições, pintaremos desta vez de preto o setor correspondente à polarização horizontal e de cinza-claro o correspondente à polarização vertical.

Se a calcita de uma das estações (Estação 1) estivesse verticalmente colocada (direção **a** na figura), mas a outra (Estação 2) girada a um ângulo Φ (direção **b**), dariam H na primeira estação

e H na segunda todos os pares entrelaçados nos quais o fóton da Estação 1 tivesse uma polarização contida nos setores cinza-escuros da figura 5.12 – cinza-escuros porque seriam pretos (polarização H) em relação à medida de **a**, mas cinza-claros (polarização V, oposta à H do fóton da Estação 2) em relação à medida de **b**–:

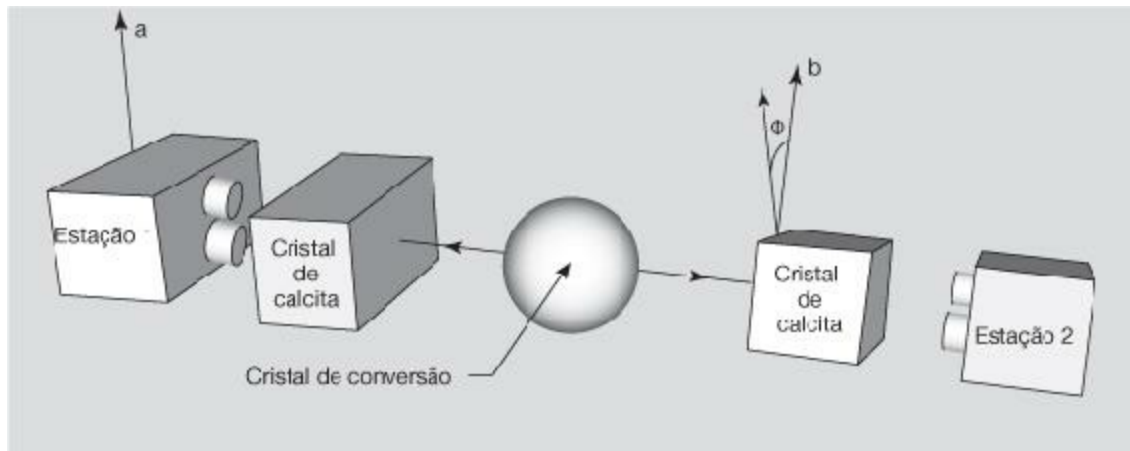


FIGURA 5.11. Os cristais de calcita não estão alinhados: suas direções de medida formam um ângulo Φ .

Portanto, com este modelo, a probabilidade de obter H na Estação 1 e também H na Estação 2 seria:

$$\text{Prob}(H,H) = 2\Phi/2\pi$$

Mas a probabilidade predita pela mecânica quântica, aplicando as ideias do capítulo 3 (ver também o Apêndice C), é:

$$\text{Prob}(H,H) = \sin^2\Phi/2$$

Completamente diferente, portanto. A probabilidade quântica de obter resultados idênticos nas duas estações é menor que a esperada com o modelo visto para $\Phi < 45^\circ$ e maior para $\Phi > 45^\circ$.

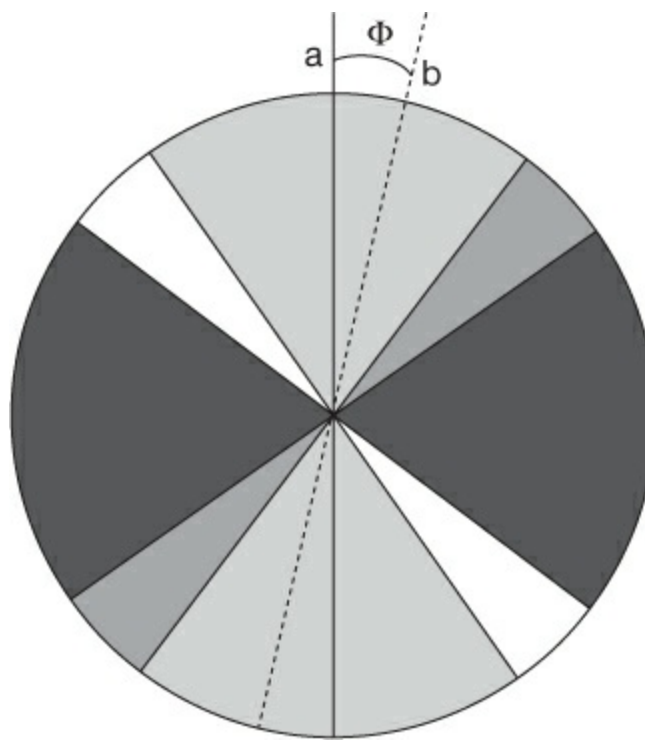


FIGURA 5.12. Se a polarização de um fóton cair dentro dos setores circulares de amplitude 90° centrados na direção de medida **b**, obteremos V: setores cinza-claros. A obtenção de H em relação à direção de medida **a** corresponde aos setores pretos de amplitude 90° . Esses setores se sobrepõem nas áreas cinza-escuras.

No Apêndice D, comparamos as correlações “clássica” e quântica.

Desigualdade de Bell

Vejamos as consequências de nosso modelo quando medimos as polarizações de pares de fótons entrelaçados nas direções **a**, **b** ou **c** da figura 5.13 ($22,5^\circ$ entre **a** e **b** e outros $22,5^\circ$ entre **b** e **c**) de maneira aleatória.

Analisamos primeiramente quando se obterá polarização H na Estação 1 com a calcita girada na direção **a**, enquanto se obtém H na Estação 2 com a calcita orientada na direção **b**. Nomeamos esse evento como (**a_H** **b_H**). Ocorrerá se a polarização do fóton da Estação 1 estiver contida nos setores 1.

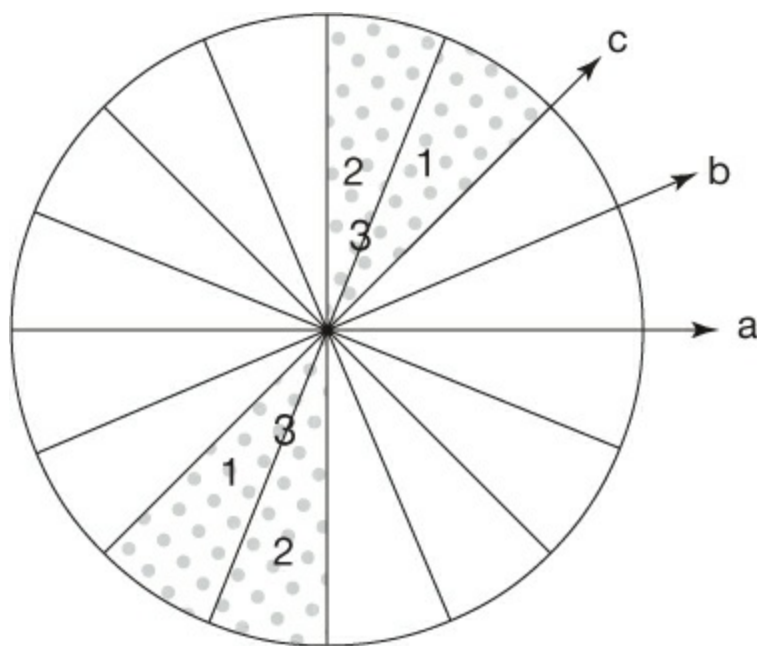


FIGURA 5.13. Segundo a mecânica quântica, a soma dos setores de probabilidade marcados com 1 e os marcados com 2 é menor que os setores com nuvens (marcados com 3).

Do mesmo modo, o evento $(\mathbf{b}_H \mathbf{c}_H)$ corresponde aos setores 2. Esse evento consiste em que a Estação 1 aponte na direção \mathbf{b} e a outra na direção \mathbf{c} , e em ambas se obtém H.

A soma de todos esses setores corresponde ao evento $(\mathbf{a}_H \mathbf{c}_H)$, marcado com pequenas nuvens na figura (setores 3).

Podemos dizer, portanto:

$$\text{Prob}(\mathbf{a}_H \mathbf{b}_H) + \text{Prob}(\mathbf{b}_H \mathbf{c}_H) = \text{Prob}(\mathbf{a}_H \mathbf{c}_H)$$

Demonstramos, então, que para direções arbitrárias obtemos:

$$\text{Prob}(\mathbf{a}_H \mathbf{b}_H) + \text{Prob}(\mathbf{b}_H \mathbf{c}_H) \geq \text{Prob}(\mathbf{a}_H \mathbf{c}_H)$$

Essa desigualdade constitui outra forma de escrever a desigualdade de Bell.

A probabilidade predita pela mecânica quântica é, como vimos antes, $\text{Prob}(H,H) = \sin^2 \Phi/2$; portanto, a desigualdade anterior fica:

$$\begin{aligned} \sin^2 22,5^\circ/2 + \sin^2 22,5^\circ/2 &\geq \sin^2 45^\circ/2 \\ 0,07 + 0,07 &\geq 0,25 \end{aligned}$$

o que é manifestamente falso. Vemos, de novo, que a mecânica quântica quebra a desigualdade de Bell.

Três visões esclarecedoras das desigualdades de Bell

I. Nenhum modelo clássico reproduz os resultados quânticos

Nem o modelo anteriormente proposto, nem qualquer outro que possamos imaginar, conseguirá o grau de correlação manifestado pelas partículas quânticas.

Não é possível traçar uma estratégia anterior à separação das partículas, com um código de

atuação para quando estiverem separadas, que reproduza os resultados quânticos. Não é possível, portanto, programar um computador para que obtenha os resultados quânticos. A menos, é claro, que o resultado de uma das partes se faça depender do que se obtiver na outra.

Ou seja, é necessária alguma forma de comunicação entre as partículas, por mais distantes que estejam, para conquistar os resultados previstos pela mecânica quântica.

II. Os experimentos hipotéticos não têm resultados

A desigualdade de Bell deve se cumprir para qualquer possível atribuição de valores 1, -1 às quatro grandezas A, B, C, D. Como é possível que as grandezas quânticas não cumpram uma desigualdade assim? Porque é verdade que em um experimento específico só podemos medir realmente duas das quatro grandezas, mas as outras duas grandezas que não medimos terão algum valor... Não conseguimos medi-las, mas algum valor devem ter... não é mesmo?

Se tentarmos preencher uma tabela como a da figura 5.14, correspondente a cinco experimentos sucessivos, com valores para as grandezas não medidas, descobriremos que, *se quisermos nos ajustar às probabilidades quânticas*, será impossível preencher a tabela.

Essa é a mensagem da violação das desigualdades de Bell por parte da mecânica quântica: qualquer que seja a atribuição de valores às grandezas não medidas, C e D, não cumprirão as regras quânticas.

	Medida 1	Medida 2	Medida 3	Medida 4	Medida 5
A medida	1	-1	1	1	-1
B medida	-1	1	-1	-1	-1
C não medida					
D não medida					

FIGURA 5.14. Não é possível preencher a tabela com 1 ou -1 ajustando-se às regras quânticas: não que não conheçamos C e D, é porque eles não têm valores.

Não é possível atribuir valores a C e D. Simplesmente C e D não estarão definidos enquanto não forem medidos.

III.O entrelaçamento permite “espionar” a estranha lógica quântica

Com uma única partícula a trama quântica se protege: não podemos olhar ao mesmo

tempo em duas direções, de modo que só comprovamos resultados clássicos; por exemplo, a probabilidade de obter polarização na direção **a**, se soubermos que o fóton está polarizado na direção **b**, seja $\cos^2(\mathbf{a} \wedge \mathbf{b})$ [$\mathbf{a} \wedge \mathbf{b}$ o ângulo formado por **a** e **b**], não deixa de significar que a intensidade do feixe de fótons que passa através de um polarizador de direção **a** é uma fração $\cos^2(\mathbf{a} \wedge \mathbf{b})$ do feixe original polarizado na direção **b**.

Mas, quando dispomos de um par entrelaçado, “olhamos” ao mesmo tempo em duas direções e comprovamos que a lei do \cos^2 produz monstruosidades, tais como deixarem de ser válidas regras básicas da soma de probabilidades, conforme acabamos de ver.

A era da informação quântica

Até a primeira metade da década de 1990 os físicos que trabalhavam nos fundamentos da mecânica quântica eram um tanto marginalizados. O grande John Bell dizia: *“I am a Quantum Engineer, but on Sundays I have principles”*.³³ Normalmente, um físico só se dedicava a investigar os fundamentos quando já havia feito carreira acadêmica e podia se permitir o luxo de ser diletante. Se um estudante se aproximava de um professor com a intenção de escrever uma tese sobre fundamentos, o normal era que o professor o desanimasse, explicando que era muito difícil conseguir um cargo acadêmico dedicando-se a esses temas. A não ser que o estudante fosse muito persistente e tivesse outra fonte de recursos econômicos, o professor lhe permitiria investigar nesse campo.

A descoberta, nos anos 1990, das potencialidades práticas das estranhezas quânticas, tais como o colapso da função de onda e especialmente o entrelaçamento, mudou o cenário. Os fundamentos adquiriram prestígio quando se começou a ver as aplicações que tinham em criptografia e computação, especialmente desde que o aperfeiçoamento dos lasers tornou possível levar as sutilezas quânticas ao laboratório. Os fundamentos se uniram à teoria da computação e da informação e, junto com a óptica quântica, criaram um novo e promissor campo de aplicação da mecânica quântica: a informação quântica.

Para verificar a mudança de perspectiva, basta dar uma olhada nos

congressos internacionais que um físico com interesses filosóficos, Miguel Ferrero, organizava na Universidade de Oviedo.

O primeiro congresso, intitulado “Fundamental Problems in Quantum Physics”, em 1993, congregava tanto físicos como filósofos do mundo todo interessados nos fundamentos.

Mas nesse mesmo ano, e embora em Oviedo ainda não estivéssemos totalmente a par disso, Charles Bennett, da IBM, propunha um protocolo de teletransporte. Ele mesmo havia elaborado antes, em 1984, um protocolo criptográfico totalmente seguro, com base na mecânica quântica. Estavam sendo assentadas as primeiras pedras da nova disciplina: a teoria quântica da informação.

De modo que o Segundo Congresso de Oviedo, em 1996, intitulado “New Developments in Fundamental Problems in Quantum Physics”, já acolhia um grande grupo de relevantes impulsores da nova disciplina. Ali estiveram Gisin, Ekert, Cirac, Fuchs e Peres. Voltaremos a falar de todos eles mais tarde, porque todos contribuíram e se destacaram no desenvolvimento da informação quântica.

O terceiro congresso, realizado em 2002, cedeu quase 90% à informação quântica (restou algum filósofo para ampliar horizontes) e levou o título “Quantum Information: Conceptual Foundations, Developments and Perspectives”. Esse congresso estabeleceu os fundamentos no novo âmbito da informação quântica, quando convergem com a teoria da informação e a óptica quântica.

O estudo dos fundamentos foi assim potencializado pelo desenvolvimento de aplicações práticas no campo do processamento e da transmissão da informação, que requerem o aprofundamento nesses fundamentos para

crescimento e extensão.

O que era assunto de filósofos e físicos “malucos” transformou-se, fecundado por outras disciplinas, em fonte de aplicações práticas, algumas já no mercado, como a criptografia quântica; e outras, como a computação quântica, passíveis de arrecadar recursos e investimentos das mais altas instâncias econômicas e políticas por sua importância estratégica nas comunicações.

Artur Ekert e as novas ideias

Artur Ekert, físico da Universidade de Oxford, sempre fora aficionado em criptografia.

A criptografia é a arte de enviar uma mensagem em um texto que só pode ser decifrada pelo destinatário.

“Tudo aconteceu em Oxford, no final dos anos 1980 e início dos 1990” – conta Ekert.³⁴

Não lembro exatamente o que me levou a visitar a biblioteca do Clarendon Laboratory certo dia chuvoso, remexer nas prateleiras empoeiradas e pegar o artigo original de Einstein, Podolsky e Rosen. Mas lembro que uma frase do artigo chamou minha atenção: “Se, sem perturbar de modo algum um sistema, pudermos predizer com certeza o valor de uma quantidade física, então existirá um elemento de realidade física correspondente a essa quantidade”. Era a definição perfeita da espionagem! Suponho que tive a sorte de ler o artigo sob essa perspectiva particular. O restante consistiu em reescrever o assunto em termos criptográficos.

O próprio Ekert esclarece: o que o espião quer é saber a mensagem “sem perturbar de modo algum o sistema”. Se a mensagem criptografada demonstrar sinais de ter sido espionada, seu destinatário não a utilizará, e o trabalho do espião terá sido em vão. Um código entrelaçado será um código não espionável. Ao violar a desigualdade de Bell (o que significa que os fótons continuam entrelaçados), não será possível que o espião toque as partículas em seu

trânsito. Qualquer espionagem destruiria o entrelaçamento. A desigualdade de Bell é como a assinatura que atesta que as partículas não foram tocadas.

Ekert conta a seguir que o próprio Bell foi a Oxford dar uma conferência. Depois de terminada, Ekert se aproximou de Bell e lhe explicou sua ideia. E Bell, surpreso, perguntou: “Está me dizendo que isso pode ter um uso prático?”. Ekert respondeu que sim, que acreditava que sim, e Bell respondeu: “Nossa, é incrível”.³⁵

Em 1991, com a ajuda de Rarity e Tapster, Ekert tornou realidade a criptografia quântica experimental com base no entrelaçamento quântico. A “ação fantasmagórica a distância” de Einstein encontrava sua primeira aplicação prática.

Havia começado a era da informação quântica. A mecânica quântica era diferente da física clássica e também abria novas possibilidades de processar a informação. Os aspectos aparentemente negativos da mecânica quântica, como o fato de não ser possível conhecer com precisão o valor de uma grandeza porque qualquer medida alteraria o sistema medido, podia se tornar algo positivo: a perturbação descobriria a presença de um espião.

E não será esse o único caso em que uma limitação se torne virtude. Dizia Gisin em 2002:

A mecânica quântica tem agora 85 anos e foi considerada essencialmente uma teoria de paradoxos, de matemática e de estranhas ideias contraintuitivas. De modo que era vista realmente de um ponto de vista negativo, com regras tais como: não se pode medir isto e aquilo simultaneamente; não é possível conceber imagens dos processos elementares; não é possível clonar um fóton; [...] eram todas regras negativas. [Mas] em 1991, a descoberta de Ekert mudou o mundo dos físicos: o entrelaçamento e a não localidade quântica tornaram-se respeitáveis. [Aconteceu] uma espécie de revolução psicológica entre os físicos, que começaram a perceber que a mecânica quântica, sendo tão diferente da física clássica, abria a possibilidade de fazer algo radicalmente novo.³⁶

Todas as aplicações novas da mecânica quântica no processamento e na

transmissão da informação participarão desse mesmo espírito: um novo enfoque transformará uma restrição quântica na abertura de um horizonte no controle da informação. E assim surgem as novas aplicações da informação quântica: o teletransporte, a criptografia e os computadores quânticos.

As novas ideias se sucedem conforme avança a década, e os físicos experimentais vão conseguindo torná-las realidade. Em meados dos anos 1990, os laboratórios da Europa Central, Innsbruck, Genebra e Viena, especialmente, obtêm sucessos espetaculares.

Surge, além de tudo, uma nova linguagem e uma nova interpretação da mecânica quântica; uma nova linguagem que tem suas raízes nas profundezas da mecânica quântica, mas que aflora agora e inunda tudo. É a linguagem da informação.

No capítulo 2, dizíamos que os fótons se comportavam de um modo ou de outro caso tivéssemos ou não informação da rota que seguiam. A informação é a chave. No ano de 2002, Fuchs fez uma conferência com um título muito expressivo: “Quantum mechanics as quantum information, mostly” (Mecânica quântica como informação quântica, essencialmente). Fuchs afirmou que a mecânica quântica não descreve a realidade física, mas o nosso conhecimento da realidade:

O estado quântico é somente uma expressão da informação subjetiva, a informação que temos do sistema quântico. Não tem realidade objetiva por si mesmo. [...] Quando fazemos uma medida em uma parte A [de um sistema entrelaçado separado fisicamente em duas partes, A e B], aprendemos algo acerca de B, mas aí acaba a história. A mudança de estado não pode supor mais mudança física que essa. [Não descreve o verdadeiro estado de B.] [...] Expresso na linguagem de Einstein, o estado quântico não pode ser uma descrição *completa* do sistema quântico.³⁷

É preciso, porém, matizar a afirmação de Fuchs. O estado quântico representa somente informação sobre um sistema, mas essa é a *máxima*

informação que se pode ter sobre o sistema. Não é possível obter mais informação além da proporcionada pelo estado quântico. É o que vimos ao analisar o “paradoxo” EPR: os elementos de realidade “einstenianos” não existem (algo experimentalmente demonstrado pela violação das desigualdades de Bell), ou o que é equivalente: não é possível obter uma descrição mais “fina” de um sistema que aquela proporcionada por seu estado quântico, e isso implica certa objetividade – ou melhor, intersubjetividade – do mesmo. Para uma discussão mais detalhada, ver capítulo 8, “Breve excursão quase filosófica”.

Os estados $|H\rangle$, $|V\rangle$ de que tratamos nos capítulos anteriores serão simplesmente os estados 0, 1, correspondentes ao bit de informação; e os estados de sobreposição, os estados intermediários, estados tais como $|\psi_A\rangle + |\psi_B\rangle$ ou $|0\rangle + |1\rangle$, corresponderão ao “qubit”, um estado que, na computação quântica, permitirá trabalhar ao mesmo tempo com os dois estados definidos.

Teletransporte

Nessa década prodigiosa, vamos agora nos deter em 1993. Nesse ano, um grupo internacional de seis cientistas – Charles Bennett, da IBM; Gilles Brassard, Claude Crépeau, Richard Jozsa, da Universidade de Montreal; Asher Peres, do Instituto de Tecnologia de Israel, e William Wootters, do Williams College, inspirando-se em uma ideia que um deles – Charles Bennett – havia tido no ano anterior, trabalhando com outro físico, Stephen Wiesner, publicou o artigo básico sobre teletransporte.

Suponhamos que Alícia queira que Benito, que está muito longe dela, disponha de um objeto que ela tem. Afora enviar-lhe o objeto – coisa que presumimos irrealizável, o correio está em greve, ou simplesmente há perigos indescritíveis no caminho –, Alícia pode utilizar outra estratégia: comunicar a

Benito todas as particularidades de seu objeto para que ele o fabrique. Isso pode ser feito na física clássica, mas não na quântica, pois, como já sabemos (ver capítulo 3), ao medir uma propriedade de um objeto, como normalmente o estado de tal objeto será uma sobreposição, conseguiremos somente projetar o estado a um dos formados pela sobreposição (a sobreposição “colapsará”), de modo que, ao medir, perderemos a informação do estado do objeto – não há como comunicá-lo a Benito.

Talvez haja outra solução: fazer muitas cópias do sistema ou objeto original. Assim, poderemos fazer muitas medidas variando a base de medição (ver capítulo 3). Mais especificamente, vamos imaginar que Alícia receba um fóton polarizado em certa direção e queira que Benito disponha desse fóton (desse ou de outro, isso não importa; desde que estejam polarizados na direção correta, os fótons são todos iguais). Se dispuséssemos de muitas cópias do fóton, ao tentar medir sua polarização girando o dispositivo medidor (a calcita) em direções diferentes (ver figura 3.14), descobriríamos uma orientação, θ , da base, na qual sempre se obtém o mesmo (ou H' ou V' na figura 3.14). Assim, poderíamos identificar a polarização do fóton de Alícia. (O fóton estaria polarizado em uma dessas duas direções.)

Alícia, então, comunicaria a Benito qual ângulo forma a polarização do fóton, para que Benito fabrique um fóton igual.

Mas esse plano também é inviável. Em 1982, Zurek e Wootters formularam o “teorema de não clonagem”, que demonstra que é impossível clonar, fazer cópias, de sistemas quânticos desconhecidos.

Então, parece impossível que Alícia envie a Benito informação suficiente para que ele possa reproduzir o objeto que ela tem (o fóton polarizado, em nosso caso paradigmático).

Em 1993, Charles Bennett mostrou que, se Alícia e Benito compartilhassem previamente um par de partículas em um estado entrelaçado (ver capítulo 4, p. 90 ou capítulo 5, p. 112), seria possível que ela transferisse uma nova partícula a ele. (Como já deve estar claro com o que foi dito até agora, não se trata de enviar a partícula em si, e sim de transferir seu estado.)

Bennett descobriu que, se Alícia entrelaçasse a partícula a enviar com aquela que faz parte do par entrelaçado com Benito, a partícula entrelaçada dele adotaria o estado daquela que Alícia queria enviar (ver figura 6.1). Deste modo, o estado da partícula A, que Alícia quer enviar, será transferido para a partícula C, nas mãos de Benito. Isso acontece, por mais longe que se encontrem Alícia e Benito, assim que Alícia obtém o entrelaçamento das partículas A e B e descobre seu estado conjunto. A partícula A se “teletransporta” para a C. Na realidade, a partícula de Benito, C, não é uma réplica exata de A. Para conseguir a cópia perfeita falta que Alícia lhe mande a informação do que ela obteve ao fazer sua medida conjunta de A e B. Não vamos entrar em detalhes técnicos (ver quadro 6.1), mas Alícia pode obter quatro resultados diferentes e, para cada um deles, Benito obtém o estado original A modificado de certa maneira precisa.

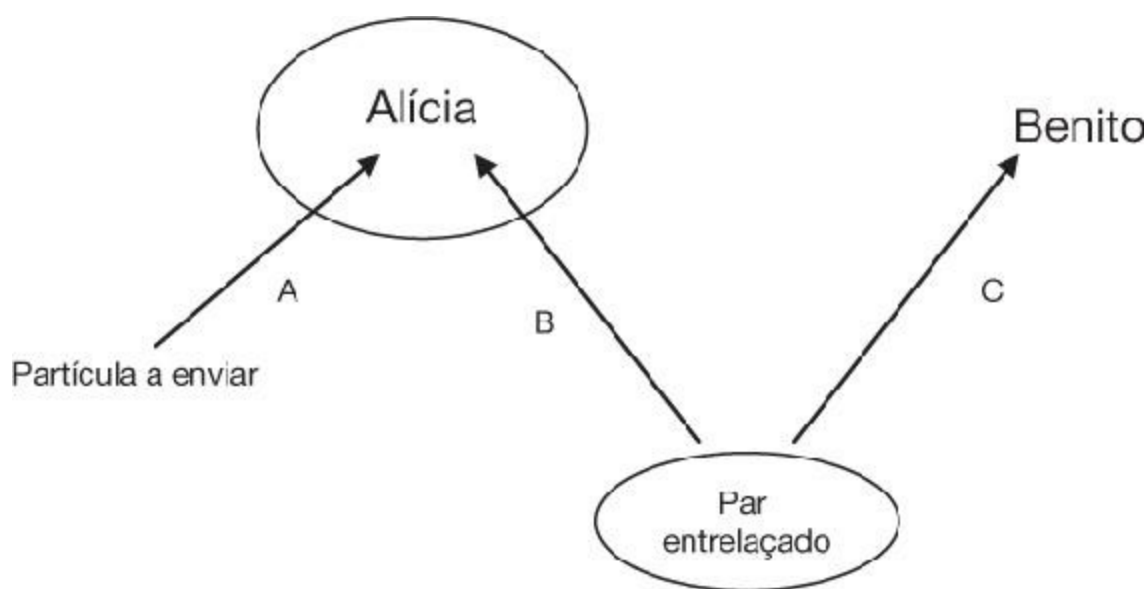


FIGURA 6.1. Ao entrelaçar A com B (fazendo uma medida conjunta), o estado de A se transfere para C.

outra muito distante e com a qual nunca teve contato, e isso pode ser muito útil quando o meio pelo qual a partícula teria que viajar for hostil, que degrade ou estrague a partícula a transmitir.

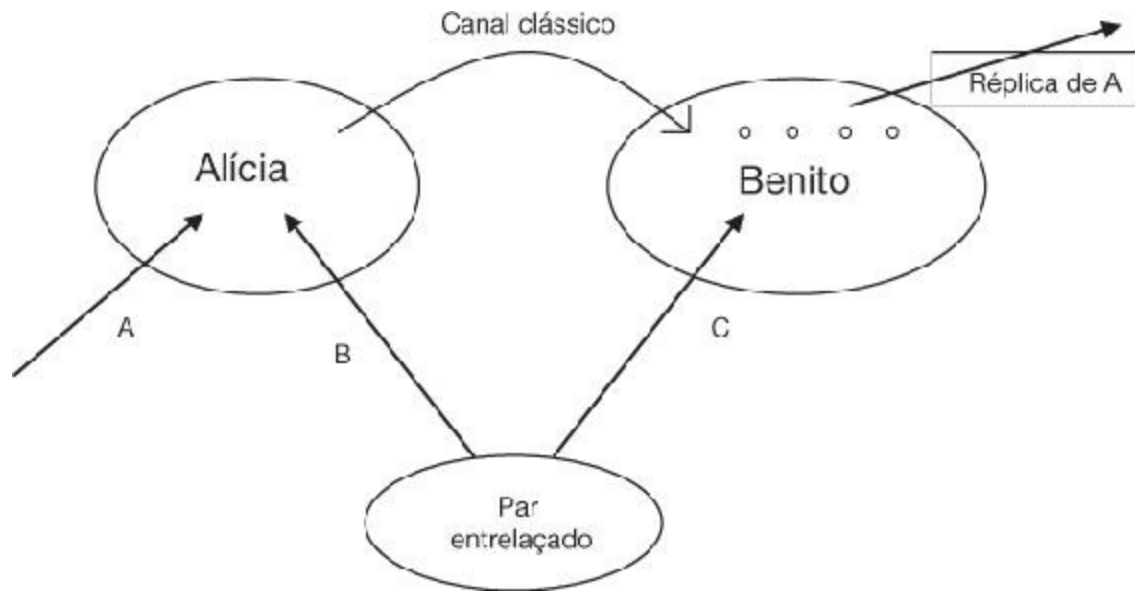


FIGURA 6.2. O teletransporte não se dá enquanto Alícia não comunica a Benito o resultado que ela obteve e ele realiza a conseguinte transformação de seu estado.

Há outra questão interessante, mais filosófica: é possível considerar que a partícula é teletransportada quando somente seu estado é transferido? Porque não há dúvida de que a partícula em si não se materializa no lugar em que está Benito. A questão se apoia no fato de que um fóton só pode se diferenciar de outro por seus atributos. Todos os fótons – e os elétrons, nêutrons, átomos... – são idênticos entre si. Distinguem-se apenas por seus diferentes estados. Então, se transferirmos o estado (a polarização, em nosso caso) a outro fóton, estaremos reproduzindo o fóton original. De fato, se pudéssemos transferir o estado de cada elétron, átomo, molécula de um organismo, teletransportaríamos o organismo completo.

Nota-se que no teletransporte, Alícia não conhece a polarização do fóton que teletransporta. E que não se atreva! Para descobri-lo, ela teria que projetar a polarização do fóton, e, com isso, a polarização original desapareceria.

Além de tudo, quando Alícia mede as partículas A e B conjuntamente, destrói o estado original de A.

Cumpra-se, assim, o preceito quântico da não clonagem: não existe cópia da partícula. Seu estado reaparece em C ao custo de sua destruição em A.

Esses três requisitos do teletransporte são obrigatórios:

- 1) Alícia não pode “ler” o que envia.
- 2) Ao se teletransportar um estado, destrói-se o original.
- 3) O teletransporte precisa de um canal clássico para se consumir.

Experimentos

A partir de 1993, quando ocorreu a Bennett a ideia do teletransporte, os físicos experimentais começaram a trabalhar para torná-lo realidade.

Depois de quatro anos, dois grupos conseguiram o feito: um em Innsbruck, liderado por Zeilinger, outro em Roma, comandado por Martini.

Vamos expor o método de Zeilinger, que publicou seu trabalho na *Nature*.

O esquema é o mostrado na figura 6.3.

O par entrelaçado que necessariamente Alícia e Benito têm que compartilhar para tornar possível o teletransporte foi criado com nosso já conhecido procedimento de conversão paramétrica: um pulso produzido por um laser atravessa o cristal e produz os fótons entrelaçados 2 e 3. O 2 será para Alícia e o 3 para Benito.

O fóton a teletransportar, fóton 1, que Alícia entrelaçará com o 2, não é, nesse experimento, um fóton independente. É criado a partir do pulso inicial, mas depois de ter atravessado o cristal. Embora ao passar pelo cristal ocasionalmente se produzam dois fótons entrelaçados em direções simétricas, a maior parte do pulso que entra atravessa o cristal transparente.

Então, colocamos um espelho depois do cristal para que esse pulso se reflita, atravesse novamente o cristal e, assim, crie de novo dois fótons entrelaçados em direções simétricas: o fóton 1 é o que, depois de passar por um polarizador, fará a função de fóton a teletransportar. O fóton companheiro, o 4, só servirá para avisar que o fóton 1 está a caminho.

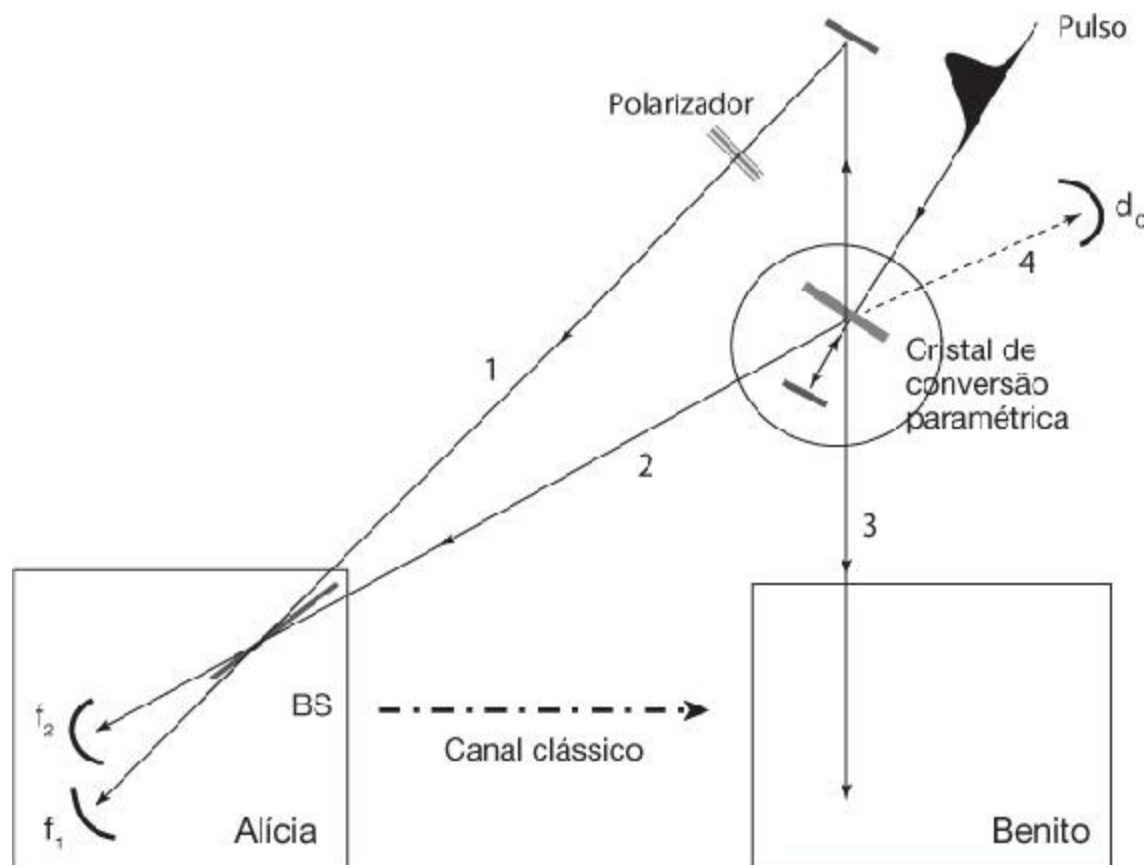


FIGURA 6.3. Quando se detectarem simultaneamente fótons em f_1 , f_2 e d_0 , Alícia terá conseguido teletransportar o fóton 1 a Benito.

Alícia entrelaça o fóton 1, polarizado arbitrariamente, com o fóton 2; quando conseguir isso, terá transferido ao fóton 3 de Benito a polarização do fóton 1.

O método de entrelaçar o fóton 1 e o 2 é aparentemente muito simples, mas também muito delicado: Alícia simplesmente coloca um espelho semirrefletor. (O BS – *beam splitter* em inglês – da figura 6.3.) Quando os fótons chegarem a ele ao mesmo tempo – e isso, como logo comentaremos, é realmente difícil de conseguir –, sua tendência a ocupar o mesmo estado fará que queiram sair

juntos do espelho semirrefletor. (Recordemos, do capítulo 3, que os fótons são bósons e, portanto, tendem a se juntar.) A análise matemática, que não reproduzimos aqui, mostra que em 75% dos casos os fótons saem juntos: ou ambos por f_1 ou ambos por f_2 . Só há cliques em um detector (f_1 ou f_2). Porém, em 25% dos casos obteremos um fóton em f_1 e outro em f_2 .

Isso é o que acontece quando chegam ao mesmo tempo, porque, se chegarem em instantes diferentes, não interferirão, e a probabilidade de que os dois fótons acabem no mesmo detector é só de 50%. (Cada fóton se reflete ou é transmitido no BS com probabilidade igual; portanto, na metade das ocasiões sairão os dois pela mesma rota.)

O experimento de Innsbruck se estabelece em um evento particular, fácil de identificar: que os fótons **não** saiam juntos. Nesse caso, quando se detectam fótons simultâneos em f_1 e f_2 (25% dos casos), a polarização do fóton 3 é uma réplica da do 1.³⁸

Saberemos que o teletransporte se consumou corretamente quando a quarta parte do cômputo total de detecções corresponder à coincidência de fótons em f_1 e f_2 , e ao mesmo tempo os fótons que Benito detectar levarem a polarização que havia sido previamente atribuída ao fóton 1.

Mas, como dizíamos, isso exige que os fótons cheguem ao mesmo tempo ao espelho semirrefletor, e esse é um ponto delicado. Para conseguir tal feito, deslocamos com extremo cuidado o espelho de trás do cristal de conversão paramétrica até ajustar os tempos de chegada dos fótons; mas, além de tudo, precisamos fazer os fótons passarem por filtros que estendam sua duração. Só assim conseguiremos que os fótons sejam verdadeiramente indistinguíveis, condição indispensável para que se entrelacem.

Um ano depois de conseguir teletransportar fótons, em 1998 o laboratório de

Zeilinger obteve outro sucesso espetacular: o Intercâmbio de entrelaçamento.

Nesse caso, consegue-se entrelaçar fótons com outros com os quais eles não têm contato algum.

Obtém-se isso dispondo de dois pares entrelaçados e fazendo uma medida conjunta que entrelace um membro de cada par (ver figura 6.4).

Deste modo, os outros dois fótons, com os quais não interferimos, passam a estar entrelaçados.

O assunto não deixa de ser chocante. É como se em dois casais entrelaçados, digamos, o marido de um tivesse uma aventura amorosa com a mulher do outro casal, e, só por isso, os cônjuges desavisados do relacionamento de seus parceiros se tornassem automaticamente – e sem tirar proveito algum – envolvidos em uma aventura.

Naquela época, obtinha-se o teletransporte, tanto em Viena como em Roma, dentro dos estreitos limites de um laboratório. Gisin foi o primeiro a ultrapassar esses limites. Começou (ainda em 1997) utilizando a rede de fibra óptica da Swisscom (companhia suíça de telecomunicações) para conseguir estados entrelaçados entre fótons que se encontravam, um ao norte e outro ao sul da cidade de Genebra, a uma distância de 16 km. E em 2003 conseguiu teletransportar fótons entre dois laboratórios separados por 55 m, mas conectados por fibra óptica convencional de 2 km de comprimento.

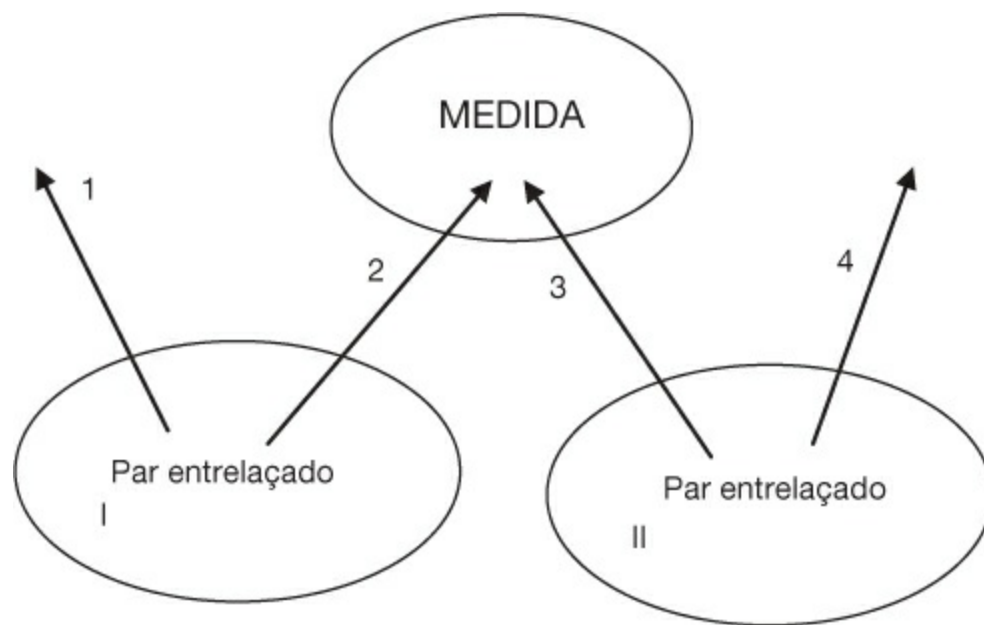


FIGURA 6.4. Ao fazer uma medida conjunta dos fótons 2 e 3, os fótons 1 e 4 fi

O grupo de Zeilinger, que havia se mudado de Innsbruck para Viena, repetiu a façanha no ano seguinte nessa cidade. Conseguiram um teletransporte com fótons através do Danúbio entre estações que distavam 600 m. Nesse caso, o sinal clássico, que não era subterrâneo, e sim enviado por cima do rio, alcançava a estação de chegada 1,5 microssegundo antes que o fóton que viajava pela fibra óptica subterrânea (a velocidade da luz na fibra óptica é aproximadamente $2/3$ da correspondente ao ar), de modo que Benito já tinha as instruções de Alícia sobre o que fazer com o fóton antes que chegasse.

Talvez os marcos mais significativos tenham chegado nesse mesmo ano de 2004, quando o grupo de Innsbruck (Riebe, Blatt...), e independentemente o do NIST Boulder Laboratories, no Colorado (Barret, Wineland...), conseguiram teletransportar partículas com massa. Em um caso eram átomos (mais especificamente, íons) de cálcio (Innsbruck), e no outro de berílio (NIST). A ideia era semelhante à que havia funcionado com fótons substituindo os estados de polarização $|H\rangle$, $|V\rangle$ por estados eletrônicos do átomo $|0\rangle$, $|1\rangle$ (ver capítulo 3, p. 76). O estado excitado, ou estado $|1\rangle$, correspondia a situar o elétron em certo nível ou órbita, e o estado fundamental, ou estado $|0\rangle$, a situar o elétron

em um nível ou órbita diferente. Tratava-se então de, dispondo previamente de dois íons entrelaçados (vamos chamá-los, por exemplo, de 2 e 3), transferir o estado $|0\rangle$ ou $|1\rangle$ de um íon (vamos chamá-lo de íon 1) a um dos anteriores (digamos, o 3). Para conseguir isso, fazia-se uma medida conjunta dos íons 1 e 2. Conforme o resultado da medida, o íon 3 se transformava adequadamente para ser uma réplica exata do íon 1.

Em 2006, o grupo de Polzik no Niels Bohr Institute, Copenhagen – com a colaboração de Ignacio Cirac, do Max Planck Institute of Quantum Optics, de Garching (Alemanha) –, deu mais um passo: teletransportar o estado de um fóton a um gás de átomos de césio que se encontrava a 0,5 m de distância. Pela primeira vez se conseguia teletransportar o estado de uma partícula (e sem massa) a um objeto macroscópico.

O teletransporte é um elemento essencial tanto das comunicações quânticas como da computação quântica.

Em relação às comunicações quânticas, o teletransporte é necessário para estabelecer comunicações confiáveis de um lugar a outro: quando se envia um fóton através de uma fibra óptica, por exemplo, o normal é que o estado do fóton ou o fóton em si se degrade durante o avanço, de modo que se faz necessário um procedimento para evitar que ele tenha de se deslocar muito, sob pena de sua informação já não ser confiável. O teletransporte permite transmitir o estado do fóton a outro distante sem enviar o próprio fóton. Assim, conseguimos uma espécie de repetidor quântico que vai restaurando a informação que de outro modo se perderia.

Computadores quânticos

O teletransporte é também um ingrediente fundamental nos algoritmos

necessários para o funcionamento de um computador quântico. O entrelaçamento obtido no teletransporte é também a substância básica do computador quântico, visto que, graças ao entrelaçamento, aquilo que fazemos em uma parte de um sistema modifica instantaneamente o sistema inteiro, incluindo as partes mais distantes. Isso pode significar uma considerável economia de tempo nos cálculos feitos por um computador. O computador quântico trabalha com qubits, ou seja, com estados de sobreposição, de modo que explora diferentes caminhos ao mesmo tempo, e seus resultados dependem das relações ou interferências desses diferentes caminhos.

O ano de 1994 marca a decolagem dos computadores quânticos, quando Peter Shor, físico da Bell Laboratories, descobriu a primeira grande aplicação deles. Shor demonstrou que um computador quântico poderia resolver em um tempo muito pequeno o problema de fatorar números grandes. A dificuldade de encontrar os fatores dos quais um número grande é produto é a base das transações comerciais secretas e confiáveis feitas no mundo de nossos dias (no próximo capítulo explicamos como), de modo que, se um computador quântico pode fazer essa tarefa com muita rapidez, torna-se objeto de interesse prioritário para a segurança mundial. Até a Nasa reagiu, financiando essa pesquisa.

Em 1995, Ignacio Cirac (na época professor da Universidad de Castilla-La Mancha, na Cidade Real), junto com Peter Zoller, durante uma estadia temporária em Innsbruck, idealizou o esquema básico para construir computadores quânticos com armadilhas de íons.

As armadilhas de íons são verdadeiros monumentos da tecnologia contemporânea. Pela primeira vez na história é possível isolar poucos átomos e situá-los, suspensos no vácuo, formando uma espécie de tira ou cadeia,

separados por certa distância uns dos outros. Os átomos são previamente ionizados, ou seja, despojados de seus elétrons externos, de modo que adquirem carga positiva.

Na fotografia da figura 6.5 observa-se uma cadeia formada por oito íons. O que vemos, na realidade, são os impactos dos fótons emitidos pelos elétrons externos desses íons quando passam do estado excitado ao fundamental.



FIGURA 6.5. Fotografia de uma **armadilha de íons**: os íons estão separados, mas podem interagir entre si.

A ideia brilhante de Cirac e Zoller consistiu em aproveitar a força de repulsão dos íons (cargas do mesmo sinal se repelem), que tem o efeito de acoplá-los como se estivessem unidos por molas, para transmitir a todos os íons qualquer pequena pressão realizada sobre um deles. Cada íon pode ser controlado com uma luz laser individual, e esse laser, além de gerar transições internas dos elétrons do íon (conforme vimos no capítulo 3), dá pequenos empurrões no íon para fazer a tira inteira se mexer (ver figura 6.6).

Assim, podemos conseguir que, dependendo do estado interno de um dos íons – um elétron está no nível fundamental ou no excitado –, um laser atue sobre toda a tira, fazendo com que ela se mexa ou fique parada. Outro laser aplicado a outro íon pode conseguir o efeito complementar: modificar o estado eletrônico interno do íon, dependendo de a tira estar ou não se mexendo. Desse modo, é possível entrelaçar os estados internos de dois íons diferentes e criar “portas lógicas”, blocos básicos com que se constroem todas as operações

realizadas por um computador.

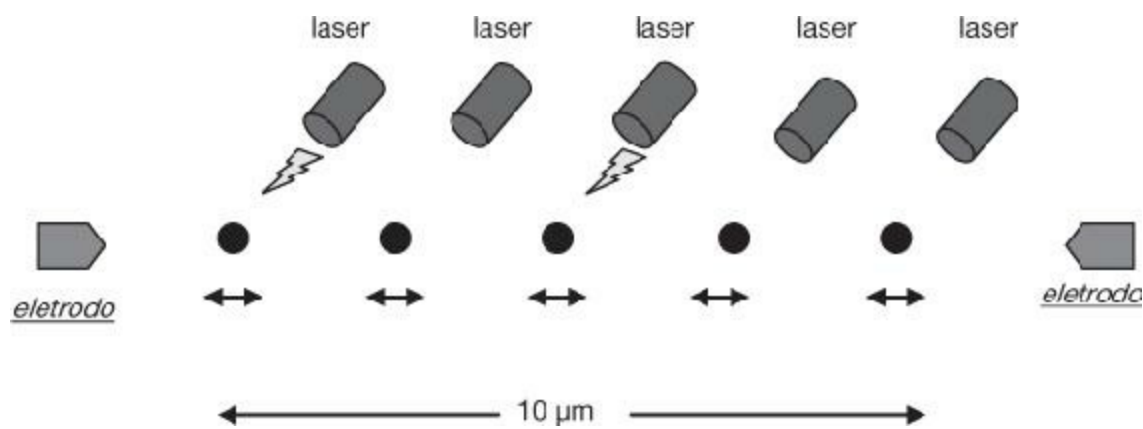


FIGURA 6.6. Cada laser pode agir sobre um íon individual ou sobre a tira inteira.

No Apêndice A explicamos com detalhes como aproveitar a ideia de Cirac e Zoller para obter átomos entrelaçados.

Ignacio Cirac



Destacamos algumas notas da entrevista realizada por David Salgado com Ignacio Cirac para a *Revista Española de Física* em 2006, pouco depois de lhe ser concedido o Prêmio Príncipe das Astúrias.³⁹

J.I. Cirac Sasturáin (Manresa, 1965) é, indubitavelmente, um dos físicos

espanhóis com maior reconhecimento internacional e merecido prestígio na comunidade científica. Recentemente, foi agraciado com o Prêmio Príncipe das Astúrias de Pesquisa Científica e Técnica, tornando-se o mais jovem a receber tal distinção. Em 1992 e 2002 recebeu, respectivamente, o Prêmio Investigadores Noveles e a Medalha da RSEF; em 2005, a European Physical Society outorgou-lhe o EPS Quantum Electronics and Optics Prizes, por suas contribuições fundamentais ao campo da informação quântica, do qual pode ser considerado um pioneiro.

J.I. Cirac se formou em Ciências Físicas na Universidade Complutense de Madrid em 1988, onde também se doutorou em 1991. A seguir, foi para os Estados Unidos, para a Universidade do Colorado, em Boulder, como estudante de mestrado sob orientação de P. Zoller. Depois de uma breve passagem pela Universidad de Castilla-La Mancha, foi contratado pelo Institut für Theoretische Physik da Universidade de Innsbruck (Áustria), onde permaneceu até 2001, quando aceitou a direção do Instituto Max Planck de Óptica Quântica em Garching (Alemanha).

Pergunta do entrevistador:

O crescimento da informação quântica nos últimos quinze anos vem sendo exponencial, com propostas de diversas naturezas para o processamento quântico da informação (computadores quânticos, sistemas criptográficos seguros etc.). De todas elas, quais o senhor acha que serão uma realidade tão tangível e de uso tão difundido como os atuais computadores em um prazo razoável?

Cirac responde:

Se você tivesse feito essa mesma pergunta há sessenta anos aos pesquisadores que desenvolviam computadores (clássicos), eles não teriam acertado, pois as tecnologias que estão por trás de todos os computadores atuais não existiam naquela época. Portanto, tenho certeza de que hoje em dia não podemos nem imaginar qual será a tecnologia que se utilizará no futuro nos computadores quânticos.

Acrescentaremos a essas notas um caso contado pelo próprio Ignacio Cirac em uma entrevista recente para a televisão depois de receber outro prêmio importante: o Prêmio Fundação BBVA Fronteiras do Conhecimento de 2009.

Cirac contou que, ao concluir o ensino médio, havia decidido seguir a carreira de engenharia aeronáutica. E começou o curso, mas só frequentou a escola por cinco dias, ao cabo dos quais mudou para física: “Era um ensino muito aplicado. Ensinavam-nos a resolver problemas, e o importante era dar o resultado certo, não importava como, nem mesmo se você o entendia ou não. Eu não gostava disso. Queria entender as coisas e ver as possibilidades”. Então, Ignacio Cirac desistiu de ser engenheiro, e talvez graças a isso avançamos em um dos ramos da física com mais projeção de futuro.

Em 1996, Grover descobriu o segundo grande algoritmo quântico, que permitia procurar um dado em uma base de dados em um tempo muito inferior

ao necessário para um computador convencional. O assunto pode ser mais bem entendido com um exemplo: temos uma lista telefônica de uma grande cidade. É fácil procurar o número de telefone de certo assinante, porque está em ordem alfabética. O problema que requer mais esforço (mais tempo de computador) é o contrário: procurar o assinante que corresponde a um número de telefone dado. Essa é a tarefa que o algoritmo de Grover pode fazer com um computador quântico em muito menos tempo que o necessário para um computador clássico. Na realidade, o algoritmo de Grover não é tão eficaz – comparativamente – como o de Shor, visto que se limita a reduzir o tempo de busca de um dado, em uma lista desordenada, à sua raiz quadrada, ao passo que o de Shor reduz exponencialmente o tempo de fatoração de um número.

Se a questão fosse procurar um número em uma lista de dez milhões de telefones e demorasse aproximadamente 0,1 segundo para verificar cada um deles, um computador convencional demoraria 1 milhão de segundos para encontrar o número, ou seja, um pouco mais de uma semana e meia.

Utilizando o algoritmo de Grover, um computador quântico demoraria uns 1.000 segundos, ou seja, não chegaria a 1 hora.

Por enquanto, não conhecemos mais algoritmos que um computador quântico pudesse realizar. Essa limitação se deve à natureza especial das medições em mecânica quântica: como já sabemos, ao medir, projetamos o estado. Isso significa que, por mais que um computador faça cálculos

manipulando ao mesmo tempo todos os estados de sobreposição possíveis, quando fizermos uma medida obteremos só um de todos os elementos da sobreposição. Assim, perdemos a informação relativa às outras possibilidades. E só é possível evitar esse grande risco em dois casos particulares, nos quais, para falar de maneira simples, a informação de conjunto pode ser expressa de modo acessível com uma única medida.

Apesar de, por enquanto, haver tão poucos algoritmos, as possibilidades de um computador quântico são muito grandes. Primeiro, porque o algoritmo de Grover, que permite buscar um dado em uma base de dados, pode ser aplicado a quase qualquer problema: resolver um problema é encontrar sua solução correta entre as muitas possibilidades incorretas, e isso é justamente o que o algoritmo de Grover faz: buscar, entre muitos elementos, o que atende a alguns requisitos. Segundo, porque o que claramente um computador quântico permite é realizar uma simulação quântica, ou seja, analisar como evolui um sistema quântico – no qual se dão estados de sobreposição que afetam muitas partículas – em diferentes circunstâncias. Isso já é, em si, uma ferramenta muito interessante para estudar fenômenos complexos.

Além de tudo, o futuro sempre nos reserva surpresas. É bem possível que novas aplicações ainda imprevisíveis nos esperem.

Do ponto de vista prático, há um grande problema na construção de um computador quântico: a decoerência. A decoerência está relacionada a uma pergunta essencial: por que o mundo externo, esse que observamos com nossos sentidos, não é quântico? Por que não observamos sobreposições de estados – que as coisas estejam metade aqui, metade ali, de modo que o que se faça em um lugar tenha consequências imediatas em outro lugar distante – ao nosso redor?

O que acontece é que os sistemas quânticos são muito delicados. Os íons capturados, dos quais falamos anteriormente, têm que estar no vácuo, e os lasers que os controlam devem ter uma precisão enorme. Assim que um sistema quântico interage com um entorno de muitas partículas, perde sua natureza específica. A sobreposição $|0\rangle + |1\rangle$ se degrada e se transforma em um conjunto de estados $|0\rangle$ mais outro conjunto de estados $|1\rangle$, o que é muito diferente do estado de sobreposição. Decoerência é o nome dado à perda de sobreposição pelo acoplamento com um entorno de muitos graus de liberdade. Nossos olhos, por exemplo, são feitos de tal quantidade de partículas que nunca poderemos ver um estado quântico. A decoerência faz com que o mundo que observamos seja clássico. E esse é o cavalo de batalha que temos que vencer para progredir na busca de computadores quânticos. (Mais sobre decoerência no capítulo 8.)

Os estados de sobreposição de átomos se mantêm, em geral, por pequeníssimas frações de segundo (microssegundos), mas, em alguns casos excepcionais, podem durar até uns poucos segundos: o átomo interage rapidamente com seu entorno e a sobreposição se perde. É como se o próprio entorno estivesse fazendo constantemente medidas como as que descrevemos no capítulo 3, e isso obrigasse o sistema a se projetar a um dos estados “clássicos”, perdendo, assim, sua natureza quântica.

Até hoje, foi possível manter e controlar uma dezena de íons capturados, mas parece muito difícil aumentar apreciavelmente esse número de qubits. Estão sendo testados diferentes métodos com base em princípios equivalentes, mas os resultados são ainda muito parciais. Estima-se que para fazer um cálculo significativo, ou seja, que represente uma economia de tempo importante em relação ao que um computador convencional precisaria para realizar uma tarefa semelhante, seriam necessários pelo menos cinquenta íons, o que dá ideia da

dificuldade prática de construir um computador quântico competitivo.

Anton Zeilinger



Anton Zeilinger conheceu Mike Horne, físico do MIT e um dos autores da desigualdade CHSH – analisamos em detalhes esse tipo de desigualdade de Bell no capítulo 5 – em um congresso celebrado em Erice, cidade medieval na Sicília, em 1976. O congresso tratava justamente das desigualdades de Bell e do entrelaçamento.

Zeilinger havia trabalhado em Viena com o conhecido experimentalista Helmut Rauch em delicados experimentos com nêutrons que mostravam com toda a nitidez que estes, partículas de massa apreciável (2 mil vezes a do elétron), produziam os mesmos diagramas de interferência que as ondas. Zeilinger não sabia muito sobre entrelaçamento, mas Rauch, o orientador de sua tese, incentivou-o a ir à Sicília para aprender sobre o assunto.

Em Erice, Zeilinger logo se deu bem com Horne, a ponto de, um ano

depois, estar no MIT, em Cambridge, trabalhando com ele. Essa colaboração durou os dez anos seguintes, nos quais Zeilinger complementou seu trabalho de professor em Viena com estadias de vários meses no MIT. Ali, realizavam experimentos com interferometria de nêutrons como os que havia feito Zeilinger em Viena, mas, nos momentos livres, Horne compartilhava com Zeilinger seus conhecimentos sobre Bell e o entrelaçamento. Logo se uniu a eles Daniel Greenberger, do City College de Nova York, também interessado nesses temas.

Os três juntos criaram um experimento que foi um marco na confirmação de que a mecânica quântica não poderia ser concebida como uma teoria realista local. A novidade do experimento proposto era o entrelaçamento de três partículas em um estado de sobreposição, que desde então passou a se chamar estado GHZ, pelas iniciais dos três envolvidos. (O estado GHZ é $|\psi\rangle = |000\rangle + |111\rangle$, ou seja, ou as três partículas estão no estado $|0\rangle$, que pode ser, por exemplo, o estado $|H\rangle$ de polarização horizontal, ou as três estão no estado $|1\rangle$, que pode ser o $|V\rangle$ de polarização vertical.)

O artigo que explicava a ideia de GHZ só foi publicado em 1989, mas um dos autores, Greenberger, deu uma palestra em Erice em 1988 – justamente em Erice, onde tudo havia começado, doze anos antes – que revolucionou a comunidade científica. Logo a *Physics Today* (para ter uma ideia precisa, é o órgão básico de difusão de novidades entre os físicos) divulgou a ideia, e ficou claro que o experimento proposto por GHZ era muito mais efetivo que o original de Bell, pois em um único experimento,

sem necessidade de cálculos estatísticos, poderia ser obtido um resultado se a mecânica quântica fosse correta, e o resultado oposto segundo as teorias realistas locais.

Apesar do sucesso da proposta de GHZ, a realização prática do experimento precisou aguardar alguns anos devido à dificuldade de entrelaçar e controlar três partículas.

Em 1990, Zeilinger conseguiu um cargo de professor na Universidade de Innsbruck e ali montou um laboratório especializado no entrelaçamento de fótons. Ao longo da década, as técnicas de seu grupo foram afinadas, até se chegar a sucessos sem precedentes:

- O primeiro teletransporte foi em 1997.
- O intercâmbio de entrelaçamento ocorreu em 1998.
- Em 1999, obteve-se o estado GHZ de três partículas entrelaçadas (entrelaçaram especificamente as polarizações de três fótons). Confirmaram, de maneira irrefutável, o que nos anos 1980 havia sido demonstrado com a violação experimental da desigualdade de Bell – a mecânica quântica era correta e não podia ser completada com variáveis ocultas locais, visto que não se verifica o resultado que elas predizem, mas, sim, o que prediz a quântica.

Zeilinger transferiu-se para a Universidade de Viena em 1999. Entre outras conquistas importantes, conseguiu em 2006 o entrelaçamento de fótons entre dois laboratórios situados em margens diferentes do Danúbio, e em 2007, entre a ilha de La Palma e a de Tenerife (144 km), nas ilhas

Canárias, a distâncias passíveis de abrir a porta para comunicações quânticas via satélite.

Em 2007 lhe foi concedida a medalha Isaac Newton “por suas contribuições pioneiras tanto conceituais como experimentais aos fundamentos de física quântica, que se transformaram em pedras angulares da informação quântica, um campo em rápido crescimento”.

Criptografia

Os diferentes métodos que haviam sido criados ao longo dos séculos para transmitir mensagens secretas passaram a um segundo plano quando surgiu, no último quarto do século XX, o método de chave pública conhecido como RSA. Esse método se transformou na base de todas as transações econômicas, grandes e pequenas, realizadas no mundo.

Pode parecer incrível, mas o método RSA é um sistema de transmitir mensagens cifradas que anuncia publicamente o modo de cifrar mensagens; contudo, ninguém pode decifrar essas mensagens (exceto, claro, aquele que criou o código).

Edgar Allan Poe não acreditaria que uma coisa dessas fosse possível. Ele, que tanto adorava criptogramas e desafiava seus leitores a lhe mandarem uma mensagem cifrada para, garantia, resolvê-la no ato, afirmava que por mais complicado que fosse um código, sempre poderia ser resolvido: a mesma inteligência seria necessária tanto para a operação de codificação como para a decifração.

Poe estava enganado, mas nunca ficou sabendo disso. Foi muito mais tarde, em 1978, que Rivest, Shamir e Adleman, do MIT, inventaram o método de criptografia de “chave pública”, conhecido desde então como RSA pelas iniciais de seus descobridores.

O método tem por base o fato de certas operações matemáticas serem muito fáceis de fazer, mas muito difíceis de desfazer. Algo semelhante ao que acontece quando colocamos uma moeda em um cofrinho com uma única ranhura. A moeda entra sem dificuldade pela ranhura, mas quando está dentro é impossível acertar o buraco para tirá-la.

No método RSA o receptor das mensagens cifradas explica publicamente o procedimento para que qualquer um possa lhe mandar uma mensagem secreta: informa dois números, “ r ” e “ α ”, que vão constituir “sua chave pública”; quem quiser lhe enviar uma mensagem deve primeiro transformá-la em um número “ n ” – com um dicionário que também é público – e, a seguir, fazer duas operações:

Primeiro: calcular n^r (elevar “ n ” a “ r ”).

Segundo: dividir o número obtido n^r por α .

Basta, então, observar o resto da divisão: esse é o número cifrado.

Pois o mesmo que acontece com a moeda introduzida em um cofrinho acontece com o número “ n ” quando o elevamos a outro, “ r ”, dividimos o resultado por um terceiro, “ α ”, e ficamos com o resultado da divisão. O resto foi obtido de maneira muito simples; porém, se os números envolvidos forem muito grandes, será impossível recuperar a partir desse resto o número de partida. Mas é preciso esclarecer o significado de “impossível” ou “possível” nesse assunto. Porque, afinal, as operações serão feitas pelos computadores. Então, dizemos “possível” se o computador levar um tempo razoável, digamos, menos de uma década, para fazer a operação; porém, “impossível” será uma operação que leve mais de uma década.

Buscar um número, conhecido o resto mencionado, é impossível (se os números envolvidos forem bastante grandes). Então – dirá o leitor – ninguém,

nem sequer o inventor do código, poderá recuperar a sequência original, de modo que o negócio não serve para nada. Mas o ramo mais abstrato – e aparentemente menos prático – da matemática, a teoria de números, diz que, em certas circunstâncias, é sim possível recuperar o número original, e nos indica como. Temos que seguir o seguinte protocolo:

1. Escolhemos dois números primos “p” e “q”.
2. Multiplicamos os dois e chamamos esse produto de α : $\alpha = p \times q$.
3. Tiramos 1 de cada um deles e de novo encontramos o produto dos números assim obtidos, que chamamos de $\phi = (p - 1) \times (q - 1)$.
4. Procuramos dois números “r” e “s” que atendam à condição de que a divisão do produto deles por ϕ dê um resto igual a 1. Os números “r” e “ α ” se tornam públicos, e serão os utilizados por qualquer um que queira nos enviar uma mensagem. Para criptografar o número (vamos chamá-lo de “n”) correspondente à mensagem que se pretende transmitir, procedemos conforme indicado:
5. Elevamos a “r” o número “n” que vamos criptografar e o dividimos por α . O resto “a” obtido dessa divisão será a mensagem cifrada.

É possível demonstrar – embora agora isso não seja necessário, porque só queremos entender como o código funciona – que, se o resto da divisão por α for “a”, ao elevar “a” a “s” (o número companheiro do “r” que havíamos encontrado no passo 4 anterior) e dividir o resultado outra vez por α , o resto obtido será justamente o número “n” de partida.

Essa propriedade matemática nos permite recuperar com facilidade a mensagem original, mas notemos que para cifrar mensagens basta conhecer “r” e “ α ”, ao passo que para decifrá-la é preciso conhecer também o “s”.

Dessa forma, os números “r” e “ α ” se tornam públicos, permitindo que

qualquer um nos envie uma mensagem cifrada, e debaixo do nariz de todo mundo. Porém, ninguém que não conheça o “s” poderá decifrá-la, e só o inventor do código conhece o “s”. Desse modo, os códigos de chave pública são, na realidade, compostos por duas chaves, uma para cifrar, que se torna pública (r, α), e outra para decifrar, que é secreta (s) e não pode ser deduzida da chave pública. Qualquer um pode criptografar uma mensagem utilizando o código público, mas só o receptor legítimo pode decifrá-la usando sua chave privada. Mais ainda – e aqui está a essência da irreversibilidade do método –, é impossível que alguém encontre “s”.

Vamos esclarecer esse ponto, que, como dissemos, é o xis da questão.

Embora “r” e “ α ” sejam de domínio público, para conhecer “s” teríamos que saber $\phi = (p - 1) \times (q - 1)$, ou seja, teríamos que conhecer os dois números primos “p” e “q” cujo produto dá α . E isso é impossível quando os números são muito grandes.

A unidirecionalidade do método se deve, portanto, ao fato de que decompor um número muito grande em seus fatores primos é uma tarefa imensa cuja complexidade cresce exponencialmente com o tamanho do número.

Os números a que nos referimos têm trezentos algarismos ou mais e são produtos de números primos de cerca de 150 algarismos. Com os algoritmos atualmente conhecidos, a fatoração de um número de trezentos algarismos pode requerer de um computador atual um tempo de milhões de anos. Por isso dizemos que, embora “ α ” seja de domínio público, é impossível conhecer “p” e “q” (e sem saber “p” e “q” não podemos descobrir “s”, e sem “s” não podemos decifrar a mensagem).

Para que se veja com clareza como funciona o método em um caso concreto vamos dar um exemplo. Mas em vez de lidar com números de cem ou mais

algarismos, que nos deixam esgotados só de escrevê-los, utilizaremos números mais acessíveis.

A frase que vamos cifrar comunica ao espião que já pode pôr seu plano em ação:

Es ya

O primeiro passo é transformá-la em um número utilizando o seguinte dicionário:

Espaço em branco: 00

a: 01

b: 02

c: 03

...

x: 25

y: 26

z: 27

Dessa maneira, o número a cifrar seria:

0520002601

Escolhemos, agora, dois números primos. Vamos pegar números de cinco algarismos (na prática real, usam-se mais de cem algarismos):

$p = 42379$ $q = 19477$

Seu produto é $\alpha = 825415783$

e o número $\phi = (p - 1) \times (q - 1) = 825353928$

A seguir, buscamos os números “r” e “s” cujo produto dividido por ϕ dê resto 1. Há muitas alternativas. Escolhemos:

$$r = 6875 \quad s = 319096835$$

Então, tornamos público o código. Informamos a todo o mundo os números:

$$\alpha = 825415783$$

$$r = 6875$$

e comunicamos que para cifrar um número se deve elevá-lo a 6875 e dividir o resultado por 825415783. O resto da divisão será o número cifrado.

Para cifrar nossa mensagem “Es ya” fazemos:

$$0520002601^{6875}$$

e o dividimos por 825415783. O resto é: 302723988, que constitui a mensagem cifrada.

(Observamos aqui que, como dizíamos no início, para descobrir o número original sem o “truque matemático” da teoria de números que expusemos, teríamos que tentar com todos os números menores que 0520002601, elevá-los a 6875 e dividi-los por 825415783 para, entre todos os restos obtidos, buscar o nosso: 302723988. Uma tarefa que nos tomaria um tempo maior que a idade do universo para números do tamanho dos normalmente utilizados.)

Assim, qualquer agente comercial, policial ou de que natureza for pode nos enviar uma mensagem, e temos certeza de que só nós a poderemos decifrar, porque ninguém mais conhece os números primos “p” e “q”, e sem eles não há

o número “s” necessário para decifrar.

Para decifrar a mensagem, teremos que elevar o número cifrado a “s” e dividi-lo por α . O resto da divisão será o número correspondente à mensagem original.

Fazemos:

$$302723988^{6875}$$

e o dividimos por 825415783. Dá o resto:

$$0520002601$$

que constitui a mensagem original.

A criptografia de chave pública é utilizada na internet para proteger o correio eletrônico e navegar por um canal cifrado. A Free Software Foundation apresentou, em 1998, o pacote GNU Privacy Guard (disponível em www.gnupg.org) para facilitar a privacidade das comunicações.

Assinatura digital

Esse método também pode ser utilizado para a comunicação entre várias pessoas, cada uma reconhecível por uma assinatura digital.

Basta que cada membro do grupo tenha seu próprio número α . Então, quando A quiser enviar uma mensagem “n” a Z, por exemplo, a primeira coisa que fará será codificar a mensagem utilizando não seu código público, e sim seu número secreto s_A (como quando decifra uma mensagem), ou seja, calculará o resto “b” da divisão de

$$n^{s_A} \text{ entre } \alpha_A$$

Essa operação só A pode realizar, e constitui sua “assinatura”.

A seguir, ele cifra esse resto “b”, dessa vez com o código público de Z, e o envia a este. (Encontra, portanto, o resto “a” da divisão de b^r_Z por α_Z .)

Z decifra por partida dobrada a mensagem que lhe chega, primeiro com seu número secreto s_Z e depois com o código público de A:

Primeiro, faz a^{s_Z} por α_Z e obtém o resto “b”.

Depois, divide b^r_A por α_A . O novo resto é “n”, a mensagem que A lhe mandou.

Desse modo, não só ele encontra a mensagem de A, como também sabe com toda a certeza que A e só A pode tê-la mandado, porque na mensagem foi utilizado o código secreto de A, e só A o conhece.

Nem mesmo Z poderia falsificar a assinatura de A para mandar outra mensagem a uma terceira pessoa, porque, embora possa reconhecer a autoria de A, não conhece o código secreto dele; só identifica A por seu código público, de modo que lhe seria impossível assinar como A.

Em geral, sempre que A codifica uma mensagem com sua chave privada, assegura sua autenticidade (está assinando), porque só ele conhece essa chave. Ninguém pode assinar por ele; contudo, qualquer um pode reconhecer sua assinatura: decifrando a mensagem com a chave pública de A.

Na GNU Privacy Guard há programas de assinatura digital.

Sobre a segurança do método RSA

Em 1977, Martin Gardner publicou uma mensagem cifrada na revista *Scientific American*. O MIT pagaria 100 dólares a quem a decifrasse. Martin Gardner informou também a chave pública correspondente. Consistia em um número “ α ” de 129 algarismos e outro número “r”.

Para decifrar a mensagem era preciso encontrar os dois fatores – “p”, de 64

algarismos, e “q”, de 65 algarismos – do número “ α ”. Naquele ano estimava-se, com o nível de desenvolvimento da informática de então, que seriam necessários pelo menos 10 trilhões de anos para realizar a fatoração.

Mas não foi preciso esperar tanto. Os novos algoritmos de fatoração descobertos e o trabalho em rede de um milhar de estações de trabalho permitiram realizar a fatoração em apenas oito meses.

Desde então, conseguiu-se quebrar códigos com base em números ainda maiores. Foram encontrados os dois fatores primos de números de 130 algarismos (em 1996), de 155 algarismos (em 1999), de 232 algarismos (em 2009).

Na atualidade, utilizam-se códigos RSA com números que podem superar os trezentos algarismos, dependendo do grau de segurança exigido. A questão é: quando se conseguirá quebrar também esses códigos? É verdade que o código a ser utilizado pode sempre estar um passo à frente do já resolvido; basta utilizar números de comprimento cada vez maior. Mas os métodos de fatoração e a potência dos computadores constituem uma ameaça contínua. De fato, é possível quebrar agora todos os códigos secretos de vinte anos atrás.

Existe, porém, uma ameaça ainda maior se o projeto de um computador quântico no qual se trabalha hoje em dia se tornar realidade: em 1994, Shor desenvolveu um algoritmo que permitiria a um computador quântico fatorar com rapidez qualquer número, por maior que fosse. Mas, na mesma época em que Shor inventava o algoritmo que poderia acabar com o método RSA, gestava-se um método criptográfico totalmente seguro com base na mesma mecânica quântica em que se apoiava também o algoritmo de Shor, a maior ameaça para o método RSA.

Vejamos em que consiste esse método criptográfico seguro.

Criptografia quântica

Essa técnica é o único método criptográfico verdadeiramente seguro. Nele, o emissor e o receptor da mensagem compartilham uma chave secreta comum com a qual criptografam e decifram o que querem comunicar.

Exemplo de utilização de chave secreta compartilhada

Alícia codifica sua mensagem somando a chave secreta em módulo 2 ($1 + 1 = 0 + 0 = 0$; $1 + 0 = 0 + 1 = 1$):

Mensagem	10010110
Chave secreta	+ 10100101
Texto cifrado	00110011



Benito decifra a mensagem somando a chave secreta em módulo 2:

	00110011
Chave secreta	+ 10100101
Texto decifrado	10010110

Se a chave secreta comum for utilizada uma única vez, o método será completamente seguro. A dificuldade é obter e guardar a salvo de espiões a chave comum. Tão difícil é o tema que o método deixa de ser operacional, e em seu lugar se impõem os de chave pública. Mas esse problema difícil é resolvido pela criptografia quântica.

A criptografia quântica se baseia em um princípio fundamental da mecânica quântica: a medida ou observação de um sistema o perturba de maneira significativa. Esse princípio nasceu com a mecânica quântica, mas só nos anos 1980 foi apreciada sua importância no estabelecimento de comunicações

secretas: um espião que intercepte a comunicação entre duas partes a alterará, de modo que sua intromissão se manifestará com o simples cotejo entre as partes dos valores de certa grandeza. Aparecerão desacordos devido à presença do intruso.

Foram Bennett e Brassard, em 1984, que inventaram a criptografia quântica.

Antes de explicar seu protocolo BB84, repassemos as ideias sobre polarização da luz que vimos no capítulo 3.

É possível fazer que uma onda luminosa vibre só em uma direção perpendicular à de propagação. Para isso, deixamos passar luz ordinária através de um polarizador, que seleciona uma direção, por exemplo, a horizontal. Podemos, então, considerar que a polarização da luz vem especificada por uma flecha dupla: \leftrightarrow .

Quando colocamos um polarizador vertical na trajetória de luz polarizada horizontalmente, bloqueamos sua passagem. Contudo, se colocarmos um polarizador em direção diagonal \nwarrow ou \nearrow , metade da intensidade inicial passará. Esse resultado já era conhecido antes do aparecimento da mecânica quântica. A novidade da formulação quântica é que ela estabelece que, quando enviamos um único fóton polarizado em direção \leftrightarrow , ele adquire, ao passar pelo polarizador, polarização \nwarrow ou \nearrow com probabilidade $1/2$.

Essa é uma das notáveis diferenças entre a mecânica quântica e a clássica. Em mecânica clássica é possível **medir** o valor de certa grandeza porque podemos reduzir ao mínimo a influência que o ato de medir exerce sobre o sistema medido. Assim, conseguimos modificar o valor da grandeza que estudamos em uma quantidade desprezível. A medida de grandezas quânticas, porém, perturba de forma apreciável o sistema medido. Em quântica, quando queremos descobrir a polarização de um fóton, fazemos com que passe por um polarizador, que

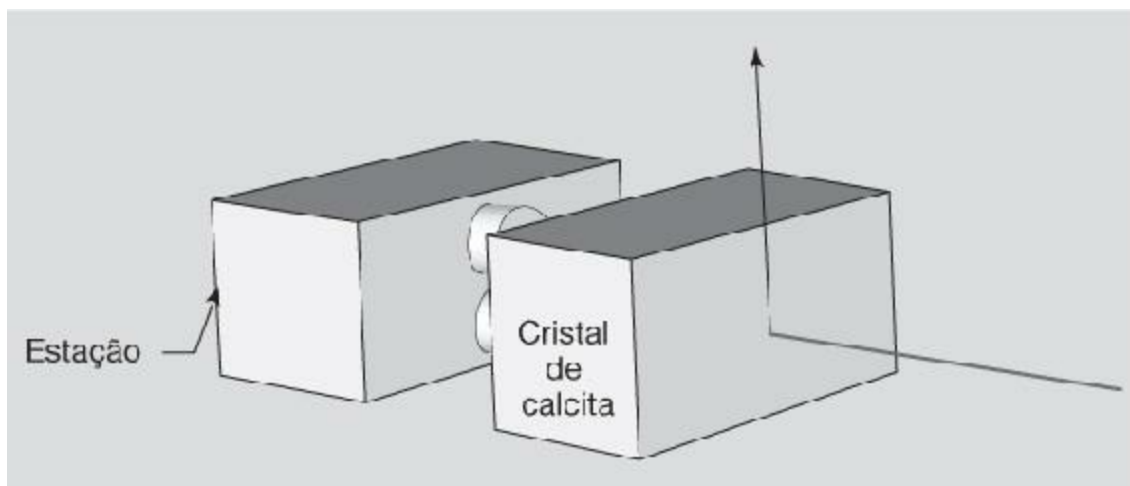
altera inevitavelmente a polarização inicial, da qual não resta memória no fóton. O fóton adquire uma das duas polarizações discriminadas pelo aparelho de medida. Mas a probabilidade de que adquira uma ou outra das duas possíveis dependerá da polarização inicial do fóton.

Essa estranha forma de medir da mecânica quântica, na qual o fóton adquire uma das polarizações correspondentes ao aparelho de medida, não deixa de ser irritante, porque modifica o que medimos; mas, como “há males que vêm para o bem”, é justamente essa distorção que garante que qualquer intromissão na comunicação seja detectada.

Vejamos como Alícia e Benito podem compartilhar uma chave secreta:

Alícia polariza um fóton no “modo reto”, escolhendo entre polarização horizontal \leftrightarrow (um 0) ou vertical \updownarrow (um 1), ou no “modo diagonal”, escolhendo também entre polarização $\nwarrow \nearrow$ (um 0) ou polarização $\swarrow \searrow$ (um 1).

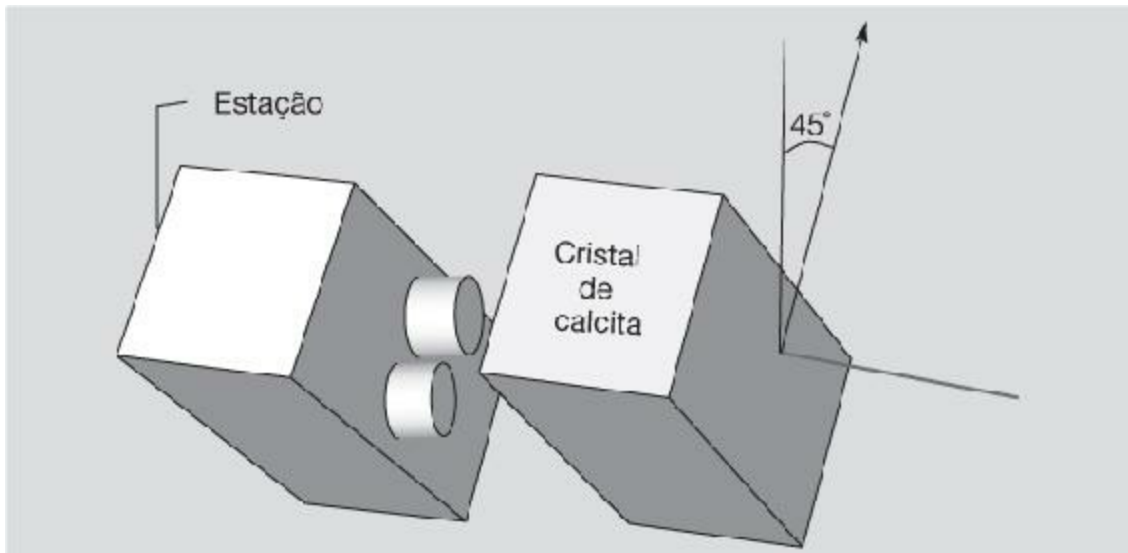
Benito dispõe de um medidor de polarizações com o qual descobre se o fóton que Alícia lhe manda tem polarização horizontal ou vertical.



Ele pode colocar seu medidor no “modo reto” (como aparece na figura anterior). Representaremos isso por:



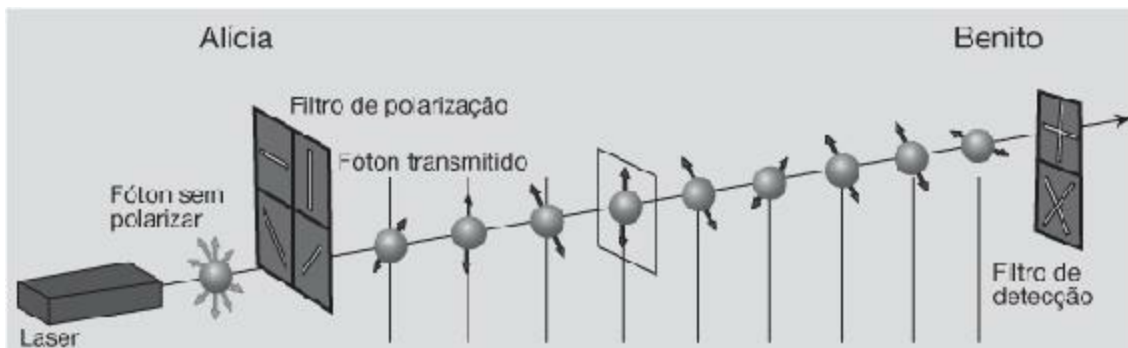
Ou pode girá-lo para o “modo diagonal”:



Posição que representaremos por:



O esquema de atuação de Alícia e Benito será o seguinte:



Benito escolhe aleatoriamente, para cada fóton que chega, entre o “modo reto” ou o “modo diagonal”.

Se Alícia enviar \leftrightarrow (um 0 do modo reto), poderá acontecer o seguinte:

Benito coloca \updownarrow Obtém \leftrightarrow : 0, com certeza

Benito coloca $\nwarrow \nearrow$

Pode obter com a mesma probabilidade

$\leftrightarrow U_n 0$
$\leftrightarrow U_n 1$

Se Alícia enviar \uparrow (um 1 do modo reto), pode acontecer o seguinte:

Benito coloca \oplus Obtém \uparrow : 1, com certeza

Benito coloca \otimes

Pode obter com a mesma probabilidade

$\leftrightarrow U_n 0$
$\leftrightarrow U_n 1$

Se Alícia enviar \nwarrow (um 0 do modo diagonal), pode acontecer o seguinte:

Benito coloca \oplus

Pode obter com a mesma probabilidade

$\leftrightarrow U_n 0$
$\updownarrow U_n 1$

Benito coloca \otimes Obtém \nwarrow : 0, com certeza

Se Alícia enviar \swarrow (um 1 do modo diagonal), pode acontecer o seguinte:

Benito coloca \oplus

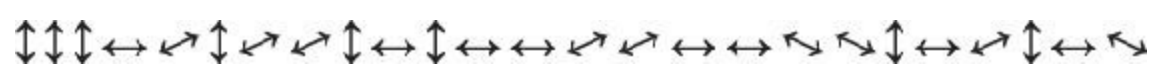
Pode obter com a mesma probabilidade



$\leftrightarrow U_n 0$
$\updownarrow U_n 1$

Benito coloca \otimes Obtém \swarrow : 1, com certeza

Já estamos em condições de detalhar como Alícia e Benito procedem para compartilhar uma chave secreta:

- 1. Alícia manda a Benito uma sucessão de fótons com polarizações aleatórias, por exemplo:



- 2. Benito mede a polarização dos fótons que recebe com seu medidor colocado aleatoriamente no “modo reto” , ou no “modo diagonal” . Digamos, por exemplo, que ele coloque seus medidores da seguinte maneira:



Com isso, pode obter, por exemplo (escrevemos em **negrito** os bits seguros; os outros poderiam estar modificados com a mesma probabilidade):

0100000010100100011010100

- 3. O passo seguinte consiste em Benito comunicar a Alícia, por um canal convencional, de acesso público (telefone, e-mail, correio), os modos de polarização, “reto” ou “diagonal”, nos quais mediu.

Alícia diz a ele em que casos empregou os mesmos modos. Eles sabem, então, que em tais casos seus bits têm que ser iguais. Assim, dispõem de uma tira idêntica de zeros e uns (os que estão em **negrito**), que constituem sua chave secreta compartilhada.

4. No caso de Eva, uma espiã, interceptar os fótons enviados por Alícia, deixará de haver coincidência plena entre os bits dela e de Benito. Isso porque, para obter os bits de Alícia, Eva tem que medir a polarização dos fótons exatamente do modo que Benito o faz; mas, quando o modo “reto” ou “diagonal” que ela escolher para medir certo fóton não coincidir com o de Alícia – o que ocorrerá, em média, em um a cada dois casos –, Eva obterá – na metade desses casos – um bit diferente do de Alícia. De modo que em um a cada quatro casos o bit que Eva medir e reenviar a Benito não baterá com o de Alícia. Quando Eva intercepta os bits de Alícia e os reenvia, Benito também recebe, em média, 1 bit modificado a cada 4 bits enviados por Alícia.

Para se assegurar, então, de que não foram espionados, Alícia e Benito comunicam publicamente os modos como mediram e também a metade dos resultados obtidos com esses modos. Se comprovarem que não há discrepâncias, afirmarão sem medo de errar que não foram espionados. Evidentemente, descartarão os bits de comprovação e poderão ter certeza de que a outra metade dos bits que compartilham constitui uma chave que só eles conhecem.

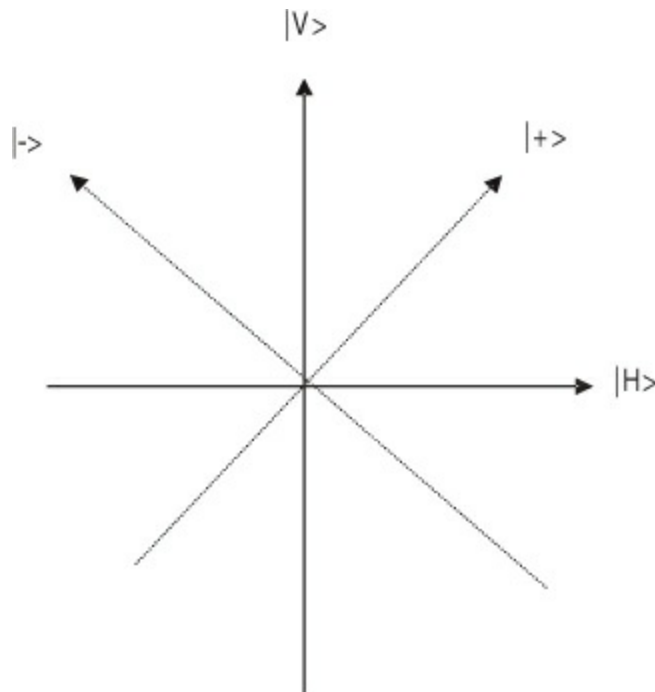
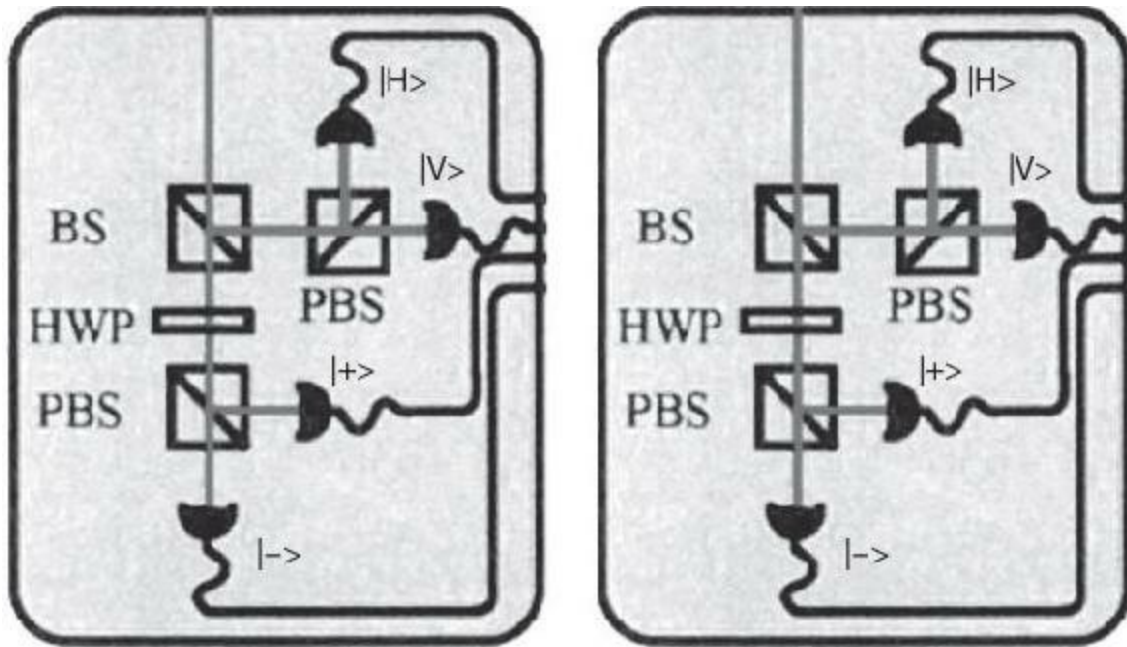
Até aqui falamos do funcionamento teórico da criptografia quântica. Na prática, é necessário considerar as imperfeições dos aparelhos e do canal de transmissão. Mas existem também mecanismos para corrigir os erros gerados.

Atualmente, há empresas que comercializam esses dispositivos. A ID Quantique, de Genebra, oferece um alcance de dezenas de quilômetros mediante um canal de fibra óptica. A MagiQ Technologies, de Nova York, chega a um máximo de 100 km.

Fótons entrelaçados

O mesmo objetivo pode ser atingido ao se utilizar fótons entrelaçados.

Como no experimento das Canárias que vimos no capítulo 5, se nem Alícia nem Benito girarem as polarizações, medição nas mesmas bases. Atribuindo 0 à obtenção de $|H\rangle$ ou de $|+\rangle$ e 1 à obtenção de $|V\rangle$ ou de $|-\rangle$, Alícia e Benito compartilharão uma chave secreta quando suas bases de medida coincidirem.



Recordemos que o estado compartilhado por Alícia e Benito é o entrelaçado:

$$|\psi\rangle = |H\rangle_1 |V\rangle_2 - |V\rangle_1 |H\rangle_2$$

Nesse estado, quando as bases de medida dos dois coincidirem, se Alícia obtiver 0 (isto é, $|H\rangle$ ou $|+\rangle$), Benito obterá 1 (isto é, $|V\rangle$ ou $|-\rangle$), e vice-versa.

Como no protocolo BB84, estamos escolhendo entre um medidor “de modo reto” (a base $\{|H\rangle, |V\rangle\}$) e outro “de modo diagonal” (a base $\{|+\rangle, |-\rangle\}$).

A diferença em relação ao BB84 é que, neste caso, não só a base de Benito é aleatória: o divisor de feixe (ou espelho semirrefletor) garante absoluta aleatoriedade na escolha das duas bases de medida. Alícia também mede aleatoriamente em uma ou outra base.

Alícia e Benito não têm mais que comunicar por um canal clássico quais foram suas bases de medida e anotar os resultados obtidos quando essas bases coincidirem. Podem ter certeza de que dispõem de uma tira oposta de zeros e uns: se Alícia, digamos, obtiver 0100011, Benito haverá obtido 1011100. Assim, compartilham uma chave secreta.

Breve excursão quase filosófica

Ao longo deste livro revisamos certos aspectos estranhos, de certo modo paradoxais, da mecânica quântica. Como já indicamos na Introdução, o propósito desta obra é explicar de maneira operacional, sem recorrer a uma formulação abstrata e matemática demais, essas peculiares propriedades quânticas e ao mesmo tempo mostrar algumas de suas aplicações, em particular no que se refere à informação. Não entramos, portanto, em uma análise formal sobre as implicações filosóficas da mecânica quântica (MQ), por serem alheias ao principal interesse do livro. Parece conveniente, contudo, esclarecer os aspectos mencionados de um ponto de vista conceitual, pois de alguma maneira isso ajudará a entendê-los mais apropriadamente.

Paradoxos quânticos?

Para começar, vejamos o que se entende como paradoxal na mecânica quântica quando se fala, por exemplo, de Paradoxo de Einstein-Podolsky-Rosen (EPR), Paradoxo do Gato de Schrödinger etc. Antes de tudo, deve ficar claro que não são verdadeiros paradoxos (no sentido de aporias, contradições lógicas); parecem sê-lo à luz do senso comum, que nem sempre é necessariamente “lógico” – no sentido de lógico formal.

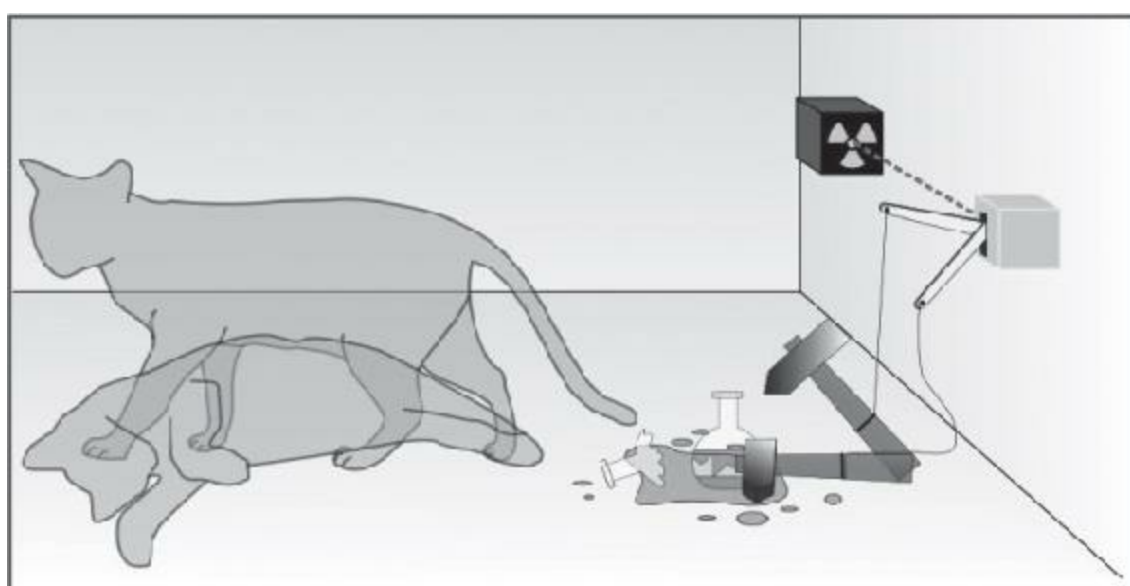
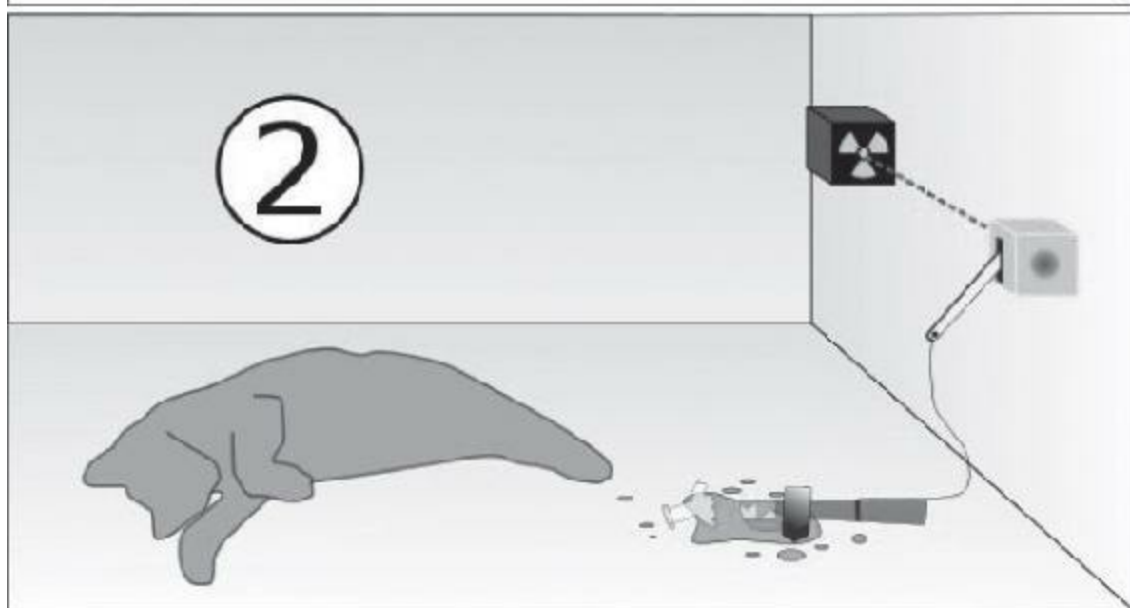
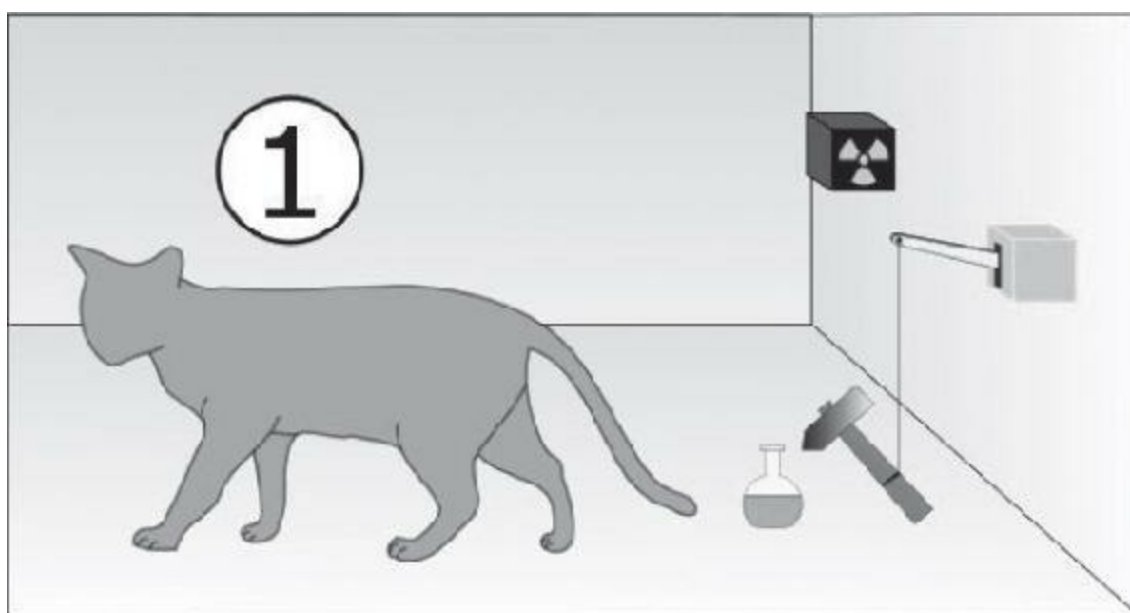
Antes de entrar nessa análise, convém dizer por que não podem ocorrer paradoxos lógicos em MQ. A razão é muito simples: a MQ é uma teoria construída de maneira matematicamente rigorosa, portanto, estritamente lógica, com base em uma série de postulados;⁴⁰ não pode existir contradição lógica alguma em suas afirmações. Algo análogo ocorre com a teoria da relatividade, na qual alguns quiseram encontrar “paradoxos” que não o são. Isso não quer dizer que a MQ esteja necessária e totalmente certa; sua validação, como a de qualquer outra teoria científica, fica a cargo do experimento, que é o que por fim testa a validade dos postulados. Sabemos que, nesse caso, o experimento a avaliza (pelo menos por enquanto), uma vez que não há nenhum resultado experimental que a contrarie; mas isso é outra história. Voltando ao que aqui nos interessa, passaremos primeiramente a analisar, de maneira breve, o Paradoxo do Gato de Schrödinger.

O Paradoxo do Gato foi formulado por Schrödinger, em 1935, para manifestar, de maneira chamativa, uma suposta contradição da MQ, ou melhor, da interpretação ortodoxa (de Copenhague) dessa teoria. Desde então vem sendo discutido e analisado em grande variedade de livros e artigos, e divulgado em uma infinidade de palestras e conferências; no entanto, não diz nada que não esteja contido no chamado “problema da medida em MQ”. Mas é verdade que o exemplo, por fazer menção a um ser vivo, é muito chamativo (o que mostra a inteligência de seu criador). Como é amplamente conhecido, nós nos limitaremos a descrever muito brevemente seus aspectos essenciais:

Um gato se encontra em uma câmara hermeticamente fechada onde há um recipiente com material radioativo e um contador Geiger, que é um aparelho detector de radiação. Se esse material soltar partículas radioativas (cuja radiação será amplificada mediante uma série de dispositivos), o contador perceberá sua

presença e acionará um martelo, que, por sua vez, quebrará um frasco de um gás altamente tóxico, matando, assim, o pobre gato. A probabilidade de que ao fim de, digamos, 10 minutos o material solte partículas radioativas é de $\frac{1}{2}$ (50%). (Note-se que o experimento, felizmente, é completamente ideal ou imaginário.) A questão é o que acontece se abrirmos a câmara 10 minutos e 1 segundo depois do início do experimento.

O bom senso nos diz que encontraríamos o gato vivo ou morto, praticamente com a mesma probabilidade (dependendo de a amostra ter soltado partículas radioativas ou não). Em outras palavras, se fizermos o mesmo experimento muitas vezes – mil, por exemplo –, em umas quinhentas ocasiões encontraremos o gato vivo, e em outras tantas, morto. Isso é também o que prediz a MQ, mas tanto a MQ como o bom senso diferem na explicação do que ocorre em cada experimento, ou seja, *em um único caso*. O bom senso, ou, se preferirmos, a visão clássica (da mecânica clássica, MC) do mundo, diz que em cada caso, imediatamente antes de observarmos o que há dentro da câmara – 10 minutos após o início do experimento –, o gato se encontrava vivo ou morto, e a probabilidade só entra como reflexo de nossa ignorância a esse respeito – ignorância daquilo que *realmente* aconteceu. A visão quântica “ortodoxa” é completamente diferente: antes de observarmos o interior da câmara não podemos dizer se o gato está vivo ou morto. Como também *podemos dizer* que não está em nenhuma dessas situações, já que se encontra em um estado quântico que corresponde a uma sobreposição de ambas, um estado sem correspondência no mundo “clássico” de nossas experiências; ou, em outras palavras, não é um elemento de nossa realidade macroscópica usual.



Se o gato vivo for descrito como $|\text{gato vivo}\rangle$ e o gato morto como $|\text{gato morto}\rangle$, o estado de sobreposição (ou também chamado estado coerente) será:



Esse tipo de predição da MQ é o que, em grande parte, motivou as críticas a esta teoria por parte de Einstein, Schrödinger, De Broglie (que “paradoxalmente” foram precursores da MQ e, no caso de Schrödinger, um de seus criadores) e outros físicos menos conhecidos, mas também importantes.



Uma possível, mas incompleta, explicação: a decoerência.

Quais são os pontos soltos do experimento ideal do Gato de Schrödinger e suas possíveis variantes? Primeiro, que ao se apresentar como ideal oculta-se, de algum modo, algo fundamental: um sistema vivo (o gato) e um amplificador de sinal (para criar a corrente que permite que se quebre o frasco de gás letal) não podem estar em um sistema perfeitamente isolado, pois são parte de um meio que precisa conter oxigênio – para se poder falar de gato vivo –, e não estar à temperatura de zero absoluto para que o amplificador possa funcionar. Não faz sentido, nem mesmo idealmente, considerar isolado um sistema macroscópico, uma vez que, por definição, tal sistema estaria necessariamente interagindo com o meio circundante. Pois bem, é essa interação – por mais minúscula que seja – de um sistema quântico com seu entorno macroscópico que faz com que se perca a coerência (ou sobreposição). Isso é conhecido como “decoerência” (*decoherence*, em inglês), e reduz a “estatística quântica” à estatística clássica ordinária. A decoerência desempenha um papel importante e negativo na realização prática das possíveis aplicações da teoria da informação quântica, em particular na construção de um computador quântico, como vimos superficialmente no capítulo 6, p. 144.

Assim, o fenômeno da decoerência torna irrelevante esse tipo de paradoxo do

ponto de vista estritamente estatístico, e é por isso que na maioria dos experimentos no mundo atômico e subatômico é desnecessário levá-la em consideração.

Explicação mais a fundo

O que acontece se considerarmos o experimento ideal e tentarmos entender o que ocorre em um evento individual (quando já não cabe recorrer à decoerência, que, como acabamos de indicar, só opera estatisticamente), ou seja, se quisermos saber o que vai acontecer com o gato? O estado de sobreposição  > +  > é desconcertante. Mesmo aceitando que não sabemos em qual dos dois estados estava antes de abrirmos a câmara, gostaríamos de poder afirmar que, mesmo antes de observá-lo, o gato estava vivo ou morto, como ocorre, por exemplo, no lançamento de uma moeda (cara = vivo, coroa = morto). Mas sabemos que, ao contrário da física clássica (moeda), na qual a partir do momento em que se dão determinadas condições iniciais só uma das duas possibilidades (cara ou coroa) se materializará – e a probabilidade entra como manifestação de nossa ignorância acerca dessas condições iniciais e de nossa incapacidade de realizar o complicado cálculo posterior para obter o resultado, em MQ as duas alternativas podem existir ao mesmo tempo. Por conseguinte, em um sistema quântico idealmente isolado (fechado), ambas as possibilidades coexistem em forma de sobreposição linear; quando se observa o sistema quântico, ele deixa de estar isolado, e é essa observação que rompe a sobreposição, “eliminando” uma das duas possibilidades e “tornando realidade” a outra. Pois bem, se a MQ é uma teoria completa, deve explicar também a evolução do novo sistema fechado, que incluiria, agora, o observador e seu entorno. Nesse caso, a sobreposição continuaria existindo; em um ramo

apareceria “Gato vivo + observador que registra gato vivo”, e no outro o análogo, mas trocando vivo por morto.

Note-se que surgiria uma sobreposição de dois estados de consciência do observador.

A explicação disso – talvez mais acorde ao formalismo estritamente matemático da MQ – é dada pela chamada “interpretação dos muitos mundos” (*many worlds interpretation*), que, em essência, vem afirmar que no processo de observação cada um dos ramos se torna realidade em seu mundo correspondente; em outras palavras, se eu realizo a observação e vejo o gato vivo, há outro “eu” em um mundo desconectado com o primeiro que vê o gato morto. Isso pode parecer uma saída absurda, mas não é quando situada no contexto apropriado. Nesse sentido, vale recordar o que dissemos no início do capítulo: não existem sistemas idealmente fechados. Mas há uma notável exceção: o universo em sua totalidade. O universo é, por definição, um sistema fechado; não há observadores externos que possam colapsar a função de onda, nem cabe considerar decoerência alguma com um entorno que o englobe. Ao se formular a teoria quântica do universo, a chamada cosmologia quântica, a “interpretação dos muitos mundos” tem especial relevância.

O problema da medida

Dissemos anteriormente que o Paradoxo do Gato de Schrödinger é apenas uma ilustração – pitoresca – do chamado “problema da medida” em MQ. Para entender na essência em que consiste esse problema vamos recorrer, uma vez mais, a um simples exemplo de medida ideal, no qual já aparecem os aspectos básicos do problema.

Seja um sistema quântico de dois níveis, cujos estados são $|0\rangle$ e $|1\rangle$, e um

aparelho de medida (supersimplificado) que tem dois estados quânticos: desligado, $|\Psi_d\rangle$ e ligado, $|\Psi_l\rangle$. A interação sistema-aparelho é descrita da seguinte maneira:

$$|0\rangle |\Psi_a\rangle \rightarrow |0\rangle |\Psi_a\rangle, |1\rangle |\Psi_a\rangle \rightarrow |1\rangle |\Psi_e\rangle.$$

Ou seja, quando o sistema quântico se encontrar no estado $|0\rangle$, o aparelho não “disparará” em consequência da interação com o sistema quântico; ao passo que, quando se encontrar no estado $|1\rangle$, o aparelho “disparará” (se acenderá). Isso representa muito esquematicamente um processo de medida. (Esquemático, mas veremos que aqui o problema já aparece.)

A dificuldade surge quando levamos em conta o – fundamental – Princípio de Sobreposição de estados. Seja agora o estado inicial (antes da medida) do sistema $|0\rangle + |1\rangle$.

O estado composto (entrelaçado) sistema-aparelho imediatamente depois da medida será, evidentemente,

$$|\Phi_t\rangle = |0\rangle |\Psi_a\rangle + |1\rangle |\Psi_e\rangle$$

Pois bem, $|\Phi_t\rangle$ não representa um estado definido do aparelho (que, na prática, deve ser macroscópico), e sim uma sobreposição de dois estados macroscópicos. Se, por exemplo, o resultado final da medida fosse uma agulha que se mexe ou não dependendo do estado $|0\rangle$ ou $|1\rangle$ do sistema, após a medida a agulha estaria em um estado de sobreposição que consistiria em estar ao mesmo tempo em uma posição e na outra; a agulha estaria levitando em um estado sem possível descrição clássica (clássica: a registrada por nossos sentidos), ou seja, igual ao gato, nem vivo nem morto. A situação em uma medida real é muito mais complexa, mas aqui já vemos o problema

fundamental: as sobreposições da MQ não parecem, em princípio, compatíveis com a existência de eventos bem definidos, tais como o cintilar (ou o “clique”) de uma partícula em um detector.

As partículas, no entanto, são efetivamente detectadas, os objetos têm posições bem definidas etc., de modo que algo se haverá de fazer para ligar nossas sensações às previsões quânticas. E o que fez Von Neumann, e depois dele toda a escola “ortodoxa”, foi introduzir um postulado, o *postulado de projeção*, segundo o qual o estado $|\Phi_t\rangle$ de cima se projeta, no momento da observação ou “registro” da medida, em um ou outro de seus componentes.

Se o sistema quântico for estendido para incluir o aparelho de medida, será preciso introduzir um segundo aparelho que meça o sistema composto “objeto microscópico-primeiro aparelho” e aplicar o postulado de projeção ao novo sistema total, e assim sucessivamente.

Von Neumann demonstrou que esse procedimento é coerente – não podemos entrar nos detalhes da demonstração –, mas, do ponto de vista estritamente lógico, daria lugar a uma regressão infinita; apesar de ele e outros autores acharem que essa regressão acaba na mente de um observador consciente (com tudo o que isso implica). O postulado de projeção pode ser introduzido em qualquer instância dessa cadeia, dando lugar ao colapso do sistema. Essa, salvo a inclusão explícita da consciência, é a solução adotada na chamada interpretação de Copenhague (ou “ortodoxa”), mas não fica claro o que é realmente essa projeção (ou “colapso”). Um fenômeno físico não linear que escapa das leis quânticas ou as transcende? Não parece provável, porque foram realizadas medidas da velocidade em que esse processo se daria, por exemplo, no caso de sistemas entrelaçados, em que o colapso do estado de uma partícula produziria o colapso do estado da outra. E encontrou-se que um sinal transmitido entre os

dois colapsos teria que ter uma velocidade 10 milhões de vezes superior à da luz. Tal velocidade não é possível de acordo com a teoria da relatividade, de modo que vale descartar qualquer tipo de natureza dinâmica do colapso ou projeção.

Como já havíamos adiantado na nota 2 do capítulo 3, pp. 202–203, um estado arbitrário de sobreposição tem a forma

$$a|0\rangle + b|1\rangle \quad \text{com} \quad |a|^2 + |b|^2 = 1$$

Para esse estado inicial, o estado composto (entrelaçado) sistema-aparelho imediatamente depois da medida será:

$$|\Phi_t\rangle = a|0\rangle |\Psi_a\rangle + b|1\rangle |\Psi_e\rangle$$

O postulado de projeção afirma que no momento da observação esse estado se projeta em um ou outro de seus componentes **com probabilidades respectivas** $|a|^2$, $|b|^2$.

Isso bate, a propósito, com o que havíamos visto na figura 3.12:

Se partirmos do estado de polarização

$$|P\rangle = \cos \alpha |V\rangle + \sin \alpha |H\rangle$$

ao medir, obteremos $|H\rangle$ com probabilidade $\sin^2 \alpha$ e $|V\rangle$ com probabilidade $\cos^2 \alpha$.

Na versão mais atual da interpretação ortodoxa, para a qual vai se estendendo o nome “interpretação da informação quântica”, o colapso não é mais que uma regra mnemônica e não lhe é atribuído nenhum tipo de realidade física. Segundo essa interpretação, o estado quântico não é mais que um elemento de informação; de fato, a máxima informação que é possível ter sobre um sistema.⁴¹ O pretenso colapso após uma medição ou observação é simplesmente, segundo essa interpretação, uma forma de expressar o fato de que após tal medição temos informação nova sobre o sistema e, por conseguinte, deve-se modificar o estado, acomodando-o à nova situação. Essa é uma solução satisfatória para todos os efeitos práticos (FAPP, “*For All Practical Purposes*”, como dizia John Bell) e é a empregada na teoria e nas aplicações da informação

quântica, e a que mais ou menos implicitamente usamos neste livro. De fato, funciona bem em todo o domínio de aplicação da MQ, salvo quando esta se aplica ao universo em sua totalidade, ou seja, à cosmologia quântica, já mencionada acima. Não podemos entrar em detalhes aqui sobre a cosmologia quântica, algo que está fora dos propósitos deste livro; no entanto, no capítulo seguinte abordaremos uma questão que toca aspectos cosmológicos relacionados com a informação quântica.

Para concluir esta “excursão”, simplesmente comentaremos, sem maior análise, que a maioria daqueles que se dedicam à cosmologia quântica é da opinião de que a interpretação mais completa é a dos “muitos mundos”, em sua versão atual de “histórias consistentes decoerentes”. Em cosmologia, a existência de mundos (ou histórias do multiuniverso) alternativos é fundamental. Nas aplicações mais comuns – “práticas” – da MQ, os muitos mundos podem ser interpretados como algo simbólico, e ficaremos com o mero esqueleto matemático, que coincide, como há de ser, com o da interpretação ortodoxa. Assim, por exemplo, há quem goste de explicar a eficiência de um computador quântico como devida à intervenção de muitos mundos, cada um deles abrigando um dos diferentes estados da sobreposição quântica com os quais se realiza a computação em paralelo; mas, evidentemente, os mundos alternativos não são imprescindíveis em absoluto para entender o funcionamento de um computador quântico.



ILUSTRAÇÃO 4. Se o observador colapsar a função de onda, o gato corresponderá a um observador ou ficará enroscado na sobreposição quando observar o fóton em um caminho ou outro? Acaso será necessário que Schrödinger observe o gato, que observa o fóton, para que a função de onda colapse? Esta ilustração pode ser vista em cores no centro do livro.

Em resumo, há no “mercado” muitas interpretações da MQ, inclusive modelos e teorias que se afastam de alguns de seus princípios e que não explicam nada que a MQ não explique; contudo, deixam sem explicação algo que ela explica (ou, o que é pior, contradizem resultados verificados experimentalmente). Parece haver quase unanimidade quanto ao fato de que as

duas únicas interpretações que resistem ao “passar dos tempos” são a pragmática interpretação da informação quântica e a mais ambiciosa interpretação dos muitos mundos. Ambas não são contraditórias, e, de fato, em trabalhos teóricos recentes sobre cosmologia quântica, conjuga-se a ideia de muitos mundos com a de informação. Pois bem, a interpretação dos muitos mundos, embora compatível com a da informação quântica, dá um enorme passo além: a existência real, não observável diretamente, mas com efeitos indiretos, de universos – ou histórias de um multiuniverso – alternativos.

Adendo

Um dos pioneiros da computação quântica, o físico britânico David Deutsch, partidário ferrenho da interpretação dos muitos mundos, há anos apresentou um possível experimento que poderia ser realizado com um computador quântico (quando, esperemos, estejam disponíveis) e que serviria para confirmar – ou, o que é mais importante, refutar – essa interpretação, que, pelo menos por enquanto, não é falseável – na terminologia de Karl Popper –, o que constitui um de seus pontos soltos. Não entraremos em detalhes sobre esse experimento; quem tiver interesse pode consultar o livro *O átomo assombrado*, de Paul Davies e J.R. Brown (Editora Gradiva, Portugal, 1991). Baseado nas entrevistas dadas pelos autores a eminentes físicos quânticos em um programa de rádio da BBC, o livro começa com uma excelente introdução explicativa de Davies, físico teórico e conhecido divulgador científico, e contém diferentes visões da teoria quântica expostas ao longo das correspondentes entrevistas.

Universalidade da teoria quântica

Neste capítulo final vamos analisar a importante questão da universalidade da Teoria Quântica, se essa teoria é aplicável (evidentemente do ponto de vista básico) a todos os fenômenos do universo e, mais especificamente, se é a teoria que por fim rege sua origem e evolução.

Já vimos anteriormente que Einstein questionava a aplicabilidade universal da mecânica quântica – em suas palavras, a completude dela (o famoso Paradoxo EPR, no capítulo 5). Vimos também como a mecânica quântica sai vitoriosa do desafio de EPR (e de qualquer um desse tipo), mostrando que não há nenhum paradoxo lógico, já que ela pode ser formulada de maneira matematicamente rigorosa e – o que é ainda mais importante – suas previsões (neste contexto, a violação das desigualdades de Bell) são claramente verificadas pelos experimentos. Podemos afirmar com praticamente total segurança que a mecânica quântica é a teoria aplicável no domínio atômico-molecular ($\sim 10^{-10}$ m), o explorado pelos experimentos citados. Falamos, agora, da aplicabilidade da teoria quântica em escalas muito menores, em particular, a escala fundamental na qual se manifesta a maior parte das interações entre partículas elementares ($< 10^{-15}$ m).

Antes de continuarmos, convém esclarecer que a mecânica quântica “ordinária” é não relativista, não incorpora o Princípio de Relatividade de

Einstein; essa foi a tratada nos capítulos anteriores. A teoria quântica contém, ainda, a teoria quântica de campos (certa forma de extensão da mecânica quântica que inclui a relatividade restrita einsteniana), muito importante no estudo das partículas elementares, e também incluiria a muito atual teoria das supercordas, que, embora *en passant*, também veremos a seguir. Todas essas teorias satisfazem os princípios básicos fundamentais da mecânica quântica ordinária, e é deles que trata este capítulo. Porque a pergunta que nos fazemos é: esses princípios fundamentais satisfazem *todos* os processos físicos? E, ao dizer “todos”, queremos dizer em todas as escalas: do “quark ao cosmo”, nas palavras de Wheeler.

Interações fundamentais

É sabido que há quatro interações fundamentais: gravitacional, eletromagnética, nuclear forte e nuclear fraca (ou, simplesmente, forte e fraca). Delas, a gravitacional é de longe a menos intensa, mas, por ter muito longo alcance (ao contrário da forte e da fraca, que são de curto alcance, em torno a 10^{-15} m a primeira e menos de 10^{-16} m a segunda) e ser sempre atrativa (ao contrário da eletromagnética, na qual as cargas positivas escondem a ação das negativas e vice-versa), seu efeito será tanto maior quanto maiores forem as massas em jogo, o que faz a interação ser mais importante – de fato, a única importante – em cosmologia “clássica”. A interação eletromagnética é a que faz com que elétrons e núcleos atômicos, em determinadas circunstâncias, formem átomos, e estes, moléculas; portanto, é a interação-chave em física atômica e molecular, assim como em química. Por último, as outras duas, forte e fraca, manifestam-se só em escala nuclear e subnuclear; a forte produz a coesão entre prótons e nêutrons que permite a existência de núcleos atômicos, ao passo que a

fraca é a responsável pela desintegração beta dos núcleos (emissão de raios β , ou seja, elétrons ou pósitrons). Ambas desempenham um papel muito relevante no mundo das partículas elementares, como também a eletromagnética – embora esta talvez em um grau um pouco menor.

Sem entrar em detalhes, não apropriados para o conteúdo – e propósitos – deste livro, diremos que a teoria quântica, em grande parte, explica todas as interações fundamentais, menos a gravitacional. Uma de suas realizações mais espetaculares é a teoria unificada das interações eletromagnética e fraca (modelo eletrofraco de Weinberg-Salam), mas há muitas outras, algumas também relacionadas com a interação forte. É verdade que ainda restam muitas questões a esclarecer e resolver; delas, a crucial é encontrar uma teoria que unifique a interação eletrofraca e a forte (como se verá imediatamente, a gravitacional “come separada”). Mas o importante para o que aqui estudamos é que todas essas teorias e modelos cumprem rigorosamente os princípios quânticos fundamentais, e não parece haver nenhuma razão nem teórica nem experimental para abandonar nenhum desses princípios ao tratar fenômenos básicos, que vão desde a escala molecular à das partículas elementares.

Interação gravitacional

Passemos à interação gravitacional. A primeira teoria sobre essa interação foi a “gravitação universal” de Newton, uma das mais grandiosas realizações científicas de todos os tempos, completada e aperfeiçoada por Einstein mais de duzentos anos depois de sua criação com a teoria da Relatividade Geral (RG). A RG não só complementa a teoria newtoniana, como também vai mais além ao relacionar a interação gravitacional com a estrutura geométrica do espaço-tempo, em particular com a curvatura deste. A RG descreve à perfeição a

interação gravitacional em escala macroscópica e, como dissemos, é a teoria básica em cosmologia. Mas, por outro lado, é a única das quatro interações que por enquanto não admite uma estrutura quântica; e mais, os princípios fundamentais da RG parecem estar em contradição com os da mecânica quântica. Isso não é um problema de fato no estudo da física de partículas elementares, porque, em escala relevante nesse tipo de física – da ordem de 10^{-15} m –, a interação gravitacional é muito menos intensa que as outras três, tornando-a praticamente irrelevante nesse contexto. Mas em escalas muito menores, especificamente na chamada “comprimento de Planck” ($\sim 10^{-35}$ m),⁴² a interação gravitacional é tão intensa ou mais que as outras, de modo que o estudo da física fundamental nessa escala deve necessariamente incluir uma teoria adequada de gravitação, que, segundo opinião majoritária, por questões de consistência, teria que ter natureza quântica. Ou seja, a essas incrivelmente pequenas distâncias, cuja análise experimental direta requereria uma energia descomunal das partículas do feixe do correspondente acelerador ($\sim 10^{20}$ GeV, umas dezesseis ordens de grandeza superior à alcançada no maior acelerador atual, o LHC), a interação gravitacional domina sobre o resto, e seu conhecimento é fundamental para estudar a realidade física nesse domínio ultramicroscópico.

A esta altura, surge a pergunta: qual o interesse de estudar essa área de distâncias ultramicroscópicas, cuja relevância, não já em escala humana, mas nos domínios atômico e nuclear e até no das partículas elementares, é em princípio nula?

A resposta é: para tentar entender a origem e a evolução do universo nos primeiríssimos instantes de sua existência. Afora o interesse do conhecimento puro, acontece que as características fundamentais de nosso universo – aquilo

que faz ser possível a existência de galáxias, de estrelas e a nossa própria – se encontram, em grande parte, determinadas pela estrutura e pela evolução do universo primordial (ou universo primordial). E para estudar essa estrutura é necessária uma *cosmologia quântica*, o que implica ter uma consistente teoria quântica da gravitação. Já comentamos que, mantendo incólumes os postulados básicos da RG, há um choque com os da mecânica quântica, o que torna impossível formular uma consistente teoria quântica da gravitação. Uma solução razoável é manter os princípios quânticos e deixar de fora algum dos princípios da RG (em particular, o da existência *objetiva* do espaço-tempo). Os da RG deixariam de se cumprir somente nessas distâncias pequeniníssimas, onde a natureza quântica da gravitação se faz evidente, mantendo-se a RG como a teoria correta da gravitação a distâncias maiores, em particular macroscópicas. Isso é o que parece obter-se com a teoria das supercordas, da qual falaremos um pouco mais na sequência.

Mas nem todos os especialistas estão de acordo com isso; muitos sugerem que a mecânica quântica é que haveria de se modificar nessa escala, permanecendo imutáveis os princípios básicos da RG. Entre os físicos que advogam essa solução, o mais conhecido é Stephen Hawking, que questiona (ou pelo menos questionava) a validade do Princípio de Sobreposição e da conservação da informação, básicos em mecânica quântica, na presença de campos gravitacionais muito intensos, particularmente quando há buracos negros no sistema em estudo.

Buracos negros e teoria quântica

Primeiro, temos que deixar claro o que se entende por “horizonte” de um buraco negro: é a fronteira a partir da qual nada sai do buraco negro, nem

sequer a luz.

A questão debatida é formulada muito simplesmente: a informação contida em um objeto (sistema quântico) é destruída de maneira “estritamente” irreversível quando ele atravessa o “horizonte” do buraco negro? Como já mencionamos, essa questão foi levantada por Stephen Hawking. Antecipamos que a resposta de Hawking era afirmativa (como veremos no final, ele já não tem tanta certeza disso), ao passo que Gerard ‘t Hooft, Prêmio Nobel de Física em 1999 e um dos maiores especialistas em partículas elementares, responde negativamente. Em essência, Hawking estava apoiado por muitos físicos “relativistas”, alguns deles muito ilustres, ao passo que os partidários de ‘t Hooft, alguns também muito prestigiosos, pertencem mais ao mundo da teoria de partículas elementares e “cosmopartículas”.

No parágrafo anterior, destacamos a palavra “estritamente”, porque é evidente que a informação se perde de maneira quase irrecuperável em diversos processos muito mais prosaicos que a queda em um buraco negro. São fenômenos chamados irreversíveis. Por exemplo, queimar uma carta (supondo que ainda se escrevam cartas), processo no qual se perde “irreversivelmente” a informação nela contida. Mas esses processos não seriam “estritamente” irreversíveis se a teoria quântica for correta e universalmente aplicável: uma hipotética “hipercivilização”, com recursos técnicos e potência de cálculo inimagináveis, poderia, em princípio, reverter o processo até as condições iniciais, com o que este não seria, na realidade, irreversível. E isso, em princípio, seria possível, porque ao fazê-lo não se viola nenhum princípio quântico fundamental. (No exemplo anterior, a informação estaria preservada nas cinzas, moléculas de gases de combustão, moléculas de ar etc., e poderia, “em princípio”, ser recuperada.)



ILUSTRAÇÃO 5. Hawking observa, aborrecido, enquanto 't Hooft “joga” com um buraco negro, seguindo as regras da teoria quântica. Esta ilustração pode ser vista em cores no centro do livro.

Mas o que acontece se algo – no caso mais simples, uma partícula elementar – atravessar o horizonte de um buraco negro? A resposta, segundo a relatividade geral einsteniana (a física clássica, em suma), é que jamais tornará a sair; portanto, a informação que esse algo carrega se perde irremediável e fundamentalmente, não só na prática. Isso é o que, de maneira mais sutil, Hawking defendia: em 1973, ele havia encontrado a existência de uma emissão quântica de radiação nos buracos negros; mas, embora o buraco negro emita radiação, não ficam traços nela – não do ponto de vista prático, repetimos, e sim de maneira absolutamente fundamental (era o que se acreditava) – da informação carregada pelos objetos (partículas elementares, átomos, ou o que for) que atravessam seu horizonte.

Pois bem, um dos princípios básicos da mecânica quântica (da teoria quântica em geral) é o da conservação da informação, de modo que a presença de um buraco negro violaria um princípio quântico fundamental. Como os

buracos negros são sistemas com campos gravitacionais muito intensos, a mecânica quântica falharia em tais sistemas. Consequentemente, não seria possível encontrar uma consistente teoria quântica da gravitação. Para que isso fosse possível seria necessária uma mudança radical nos fundamentos da teoria quântica – mudança proposta por Hawking e seus seguidores, e que ele tentou realizar no final da década de 1970 e início de 1980 (sem muito sucesso, devemos dizer).

A situação há uns trinta anos era que o objetivo mais importante da física teórica, a unificação da gravidade com as outras interações fundamentais no âmbito quântico, parecia irrealizável, porque a interação gravitacional se encontraria fora desse limite. Hawking considerava ganha a batalha por ele mesmo proposta: todas as tentativas de construir uma teoria quântica de campos que incluísse um campo quântico gravitacional sofriam de alguma inconsistência, e a maioria dos pesquisadores começou a pensar que era uma tarefa impossível.

A teoria das cordas ao resgate

A teoria das cordas (ou supercordas) teve origem no início da década de 1970 como uma alternativa à teoria quântica de campos, cuja aplicação à interação forte apresentava sérias dificuldades. Na teoria original, os hádrons (partículas que interagem fortemente) eram formados por constituintes elementares, então chamados “pártons”, unidos por algo como cordas, de modo que suas vibrações dariam lugar a todo o (variadíssimo) espectro de partículas e ressonâncias hadrônicas.

Logo se viu que essa teoria não explicava realmente a interação forte; foi preciso esperar alguns anos até o surgimento da cromodinâmica quântica, uma

peculiar teoria quântica de campos que de fato é aplicável a tal interação. Mas alguns físicos advertiram que entre as partículas que aparecem no espectro dessa teoria das cordas havia uma de massa nula e *spin* 2, que combinava bem com o gráviton, a partícula (não encontrada até a data) que se postula como portadora quântica da interação gravitacional, do mesmo modo que o fóton o é da interação eletromagnética. A seguir, sugeriu-se que, embora essa teoria das cordas especificamente não proporcionasse um modelo fenomenológico da interação forte, poderia ser o germe de algo muito mais profundo: nada menos que a base de uma teoria unificada das quatro interações fundamentais (inclusive a gravitacional).

Isso aconteceu no início da década de 1980 e, desde então, houve um enorme trabalho de pesquisa teórica nesse campo. Evidentemente, não podemos entrar aqui no desenvolvimento da teoria das cordas – não pertence aos objetivos deste livro – e nos limitaremos a comentar dois pontos cruciais:

Primeiro, a necessidade de que a teoria das cordas incorpore a chamada “supersimetria”, uma simetria abstrata que relaciona os dois tipos de partículas elementares: férmions, partículas de *spin* semi-inteiro, geralmente $\frac{1}{2}$, que seguem a estatística de Fermi-Dirac e são os constituintes elementares da matéria; e bósons, partículas de *spin* inteiro, que seguem a estatística de Bose-Einstein, e são os mediadores – transmissores – das interações. (Consideramos alguns aspectos dos férmions e dos bósons no quadro 3.2.)

Segundo, o fato de que a teoria deve ser formulada em um espaço-tempo de dez dimensões, nove espaciais mais a dimensão temporal.

Embora ambos os pontos sejam essenciais para entender o que é a teoria das cordas, para a nossa discussão aqui não são muito relevantes; o que importa mesmo é que as cordas, cujo comprimento supomos que seja da ordem do

“comprimento de Planck (10^{-35} m), são os constituintes últimos, irreduzíveis, da matéria, e tal comprimento tem um papel até certo ponto análogo ao da constante de Planck h ; esta é a mínima ação possível de um sistema, ao passo que aquela representaria o mínimo comprimento possível (abaixo dele não teria sentido falar de comprimento). Além do mais, é fundamental destacar que a teoria das (super)cordas satisfaz todos os princípios quânticos fundamentais, ou seja, é uma *teoria quântica*. Há uma exposição bastante completa e de nível acessível a não especialistas no livro de Brian Greene, *O universo elegante* (Companhia das Letras, São Paulo, 2001).

Para entender por que a teoria das cordas pode “salvar” o princípio quântico da conservação da informação na queda em um buraco negro, precisamos da ideia de entropia de um buraco negro. Foi introduzida por Jacob Bekenstein em 1973, ao estudar – teoricamente – certas propriedades dos buracos negros. Em particular, ele analisou a observação de Hawking acerca do que aconteceria em uma hipotética colisão de dois deles, na qual o cientista fez notar que – segundo a teoria – a superfície total do horizonte dos dois buracos ao entrar em contato nunca era menor que a soma das superfícies individuais. Como acontece exatamente a mesma coisa com a entropia, ou seja, a entropia de um sistema nunca é menor que a soma de seus possíveis constituintes, Bekenstein chegou à audaz conclusão de que a entropia de um buraco negro é proporcional à área da superfície de seu horizonte.

Pouco depois, essa ideia foi desenvolvida por Hawking. Desde Boltzmann (segunda metade do século XIX), sabemos que a entropia termodinâmica, de um sistema macroscópico, é uma grandeza de caráter estatístico relacionada com o número de constituintes (ou microestados) de tal sistema, de acordo com a expressão $S = k \ln W$, onde S é a entropia, W o número de microestados do

sistema e k a chamada constante de Boltzmann. Com base nos trabalhos de Shannon dos anos 1940-1950, sabemos que a entropia “mede” a informação sobre um sistema (em sentido inverso, quanto mais entropia, menos informação). Pois bem, a fórmula de Hawking (tomando $k = 1$) é $S = A/4$, onde A é a área do horizonte do buraco negro medida em unidades da “área de Planck”, aproximadamente 10^{-70} m^2 . (O comprimento de Planck, recordemos, é 10^{-35} m .)

Ironicamente, esse resultado de Hawking é o que motivaria, depois, a ideia de que a perda de informação quando algo cai em um buraco negro pudesse ser rebatida dentro da mais pura ortodoxia quântica. Sem entrar em detalhes técnicos, que ultrapassam os limites deste livro, chegamos à conclusão de que os bits de informação acumulados na superfície do horizonte do buraco negro não são mais que supercordas, cujo tamanho seria da ordem do citado comprimento de Planck. De fato, cálculos detalhados realizados há alguns anos por diversos teóricos das cordas (entre eles vale destacar Leonard Susskind) evidenciaram que a aplicação dessa teoria a diversos tipos de buracos negros conduz à fórmula de Hawking para a entropia deles, o que confirma, de algum modo, que os bits últimos e irreduzíveis – os “pedaços” menores de informação – são as supercordas, algo que casa perfeitamente com a ideia de que seriam as constituintes verdadeiramente elementares da matéria. Encontra-se facilmente (deixamos isso como exercício para o leitor interessado) que a informação que em princípio poderia se acumular na superfície de um buraco negro é muitas ordens de grandeza superior à máxima possível em um sistema material ordinário com o mesmo volume, tomando, neste caso, como bits irreduzíveis de informação os átomos (ou moléculas, para efeito da ordem de grandeza dá no mesmo) de tal material.

Já dissemos que a consequência mais surpreendente da termodinâmica dos

buracos negros havia sido encontrada por Hawking: trata-se da emissão de radiação pelos buracos negros devido a efeitos quânticos. Essa radiação (chamada “radiação de Hawking”) é incrivelmente tênue, mas, apesar disso, faz com que, no fim, um buraco negro sem carga elétrica nem momento angular (isto é, não gire em torno a algum eixo) acabe desaparecendo totalmente; mas o tempo necessário para que isso ocorra em buracos negros astronômicos (os únicos de que há evidência, embora indireta) é muitas ordens de grandeza superior à atual idade do universo. Em outras palavras, a radiação de Hawking é, na prática, absolutamente indetectável (mesmo que estejamos perto do buraco); no entanto, de um ponto de vista conceitual, sua importância é considerável.

Transpassando o horizonte

Retomemos a questão original: o que acontece quando algo (uma partícula ou o que for) atravessa o horizonte de um buraco negro? Pois acontece algo insuspeitado e surpreendente: depende de quem conte a história: alguém que supostamente acompanhasse esse “algo” em sua queda (vamos chamá-lo de A), ou um observador imóvel em relação ao buraco, portanto, suficientemente longe dele (B). As histórias de cada um serão completamente diferentes, mas, para efeito do problema que nos ocupa (a validade universal da teoria quântica) vai nos interessar a versão do observador externo, B, porque a teoria quântica é aplicada, evidentemente, fora dos buracos negros. A descrição que, se pudesse, A daria (suponhamos que o buraco negro fosse suficientemente extenso) seria que não se sentiu atravessar nenhum horizonte e que algum tempo depois notou que havia fortes tensões que o iam destruindo (forças de maré) e, evidentemente, acabou caindo no centro do buraco, desmanchado em partículas. Ninguém que caísse em um buraco negro poderia dar essa descrição de sua

queda, mas é o que deveria acontecer segundo a RG einsteniana, uma teoria que está amplamente comprovada em nível astronômico.

Agora, vejamos a descrição fornecida pelo observador externo, B. Suponhamos que ambos combinaram que A enviaria um sinal luminoso a B a cada segundo, medido pelo relógio de A. B diria que, conforme A ia se aproximando do horizonte, os intervalos de tempo entre dois sinais consecutivos, medidos com seu próprio relógio (o de B), iam se dilatando cada vez mais; portanto, a frequência do sinal iria diminuindo até chegar a praticamente indetectável quando A estivesse muito perto do horizonte. Mais ainda, se B dispusesse de um supertelelescópio (de resolução praticamente infinita), veria que, estando a uma distância microscópica do horizonte, A e o eventual “algo” se desmanchariam em seus componentes mais elementares (supercordas), que se esparramariam, tendendo a cobrir todo o horizonte; ou seja, segundo a visão de B, estritamente A nunca chegaria ao horizonte, portanto, não entraria no buraco negro. Vemos, pois, que ambas as descrições não só são diferentes, mas aparentemente contraditórias: segundo A, ocorre o transpasse do horizonte e a conseguinte queda no centro; segundo B, A jamais atravessa o horizonte; fica “desintegrado” em seus componentes mais profundos, as supercordas, por todo ele (sua superfície). A última fase da descrição de B é que A (e o “algo”) se aproximam, desmanchados em seus componentes – supercordas –, cada vez mais longe do horizonte, sendo posteriormente relançados em forma de radiação de Hawking; e, o que é crucial, toda a informação que portavam antes de chegar ao horizonte é devolvida (embora, de um ponto de vista prático, seja irrecuperável) como parte dessa radiação e, por conseguinte, não se perde irreversivelmente de um ponto de vista estritamente fundamental. O Princípio de Conservação da informação e,

portanto, a teoria quântica estão mais uma vez a salvo!

Essas duas visões aparentemente contraditórias não o são estritamente e proporcionam um exemplo simples de um novo princípio geral conhecido como “complementaridade dos buracos negros”, desenvolvido por ‘t Hofft e outros. Como diz Leonard Susskind em um artigo muito recomendável a quem deseja se aprofundar mais neste tema sem se perder em detalhes técnicos (“Os buracos negros e o paradoxo da informação”, *Investigación y Ciencia*, junho 1997):

A complementaridade dos buracos negros é um novo princípio de relatividade. Em virtude da teoria especial da relatividade, embora os diferentes observadores divirjam acerca dos comprimentos dos intervalos de tempo e espaço, os eventos ocorrem em localizações espaço-temporais definidas. A complementaridade dos buracos negros prescinde até disso.

Esse novo princípio de complementaridade e demais temas afins (princípio holográfico, dualidade gravidade/teorias de Gauge etc.) constitui um campo aberto de enorme vitalidade no âmbito da teoria das cordas. Nem sequer podemos roçá-los, pois sua complexidade matemática ultrapassa muito amplamente o nível deste livro, além de estar fora dos objetivos dele. Simplesmente concluiremos dizendo que, de acordo com a moderna teoria das cordas, a resposta à pergunta formulada anteriormente, isto é, se a mecânica quântica ou, em geral, a teoria quântica pode ser aplicada a campos gravitacionais muito intensos (buracos negros), é afirmativa; por enquanto, não há razões teóricas que invalidem sua aplicação universal: “do quark (ou, melhor, das supercordas) ao cosmo”.

Adendo

Nos anos 1990, Hawking fez uma aposta com John Pres-kill, defendendo, como dissemos anteriormente, que a informação se perde irreversivelmente,

stricto sensu, ao transpassar o horizonte de um buraco negro, ao passo que John Preskill sustentava o contrário – que não se perde irreversivelmente. Há alguns anos, Hawking admitiu ter perdido a aposta. Embora diga não ter certeza de que a solução aqui esboçada (que é, com bem mais bagagem técnica, a proposta por ‘t Hooft, Susskind e outros) seja a que a natureza realmente “escolhe”, tem que confessar que é uma solução, e que, portanto, os princípios quânticos fundamentais podem muito bem continuar sendo mantidos, mesmo no caso de campos gravitacionais tão intensos como os das proximidades de um buraco negro.

Como comentário final, desejamos destacar a importância da informação em toda essa questão. Importância que ficou evidente ao longo deste livro ao lidar com sistemas quânticos como átomos, fótons etc., mas que vemos que continua sendo fundamental em domínios muito mais afastados da física atômica, como os buracos negros. Seria a realidade, no fundo – no nível mais profundo –, informação? John Archibald Wheeler, ilustre físico que já apareceu antes neste livro, expressava isso muito graficamente, como costumava fazer: “*It from Bit*”. Embora, por enquanto, afirmar que isso é verdade (ou assegurar o contrário) seria cair em dogmatismos, atrevemo-nos a dizer que é uma pergunta inquietante, e que a resposta, se é que um dia viremos a conhecê-la, provavelmente será ainda mais.

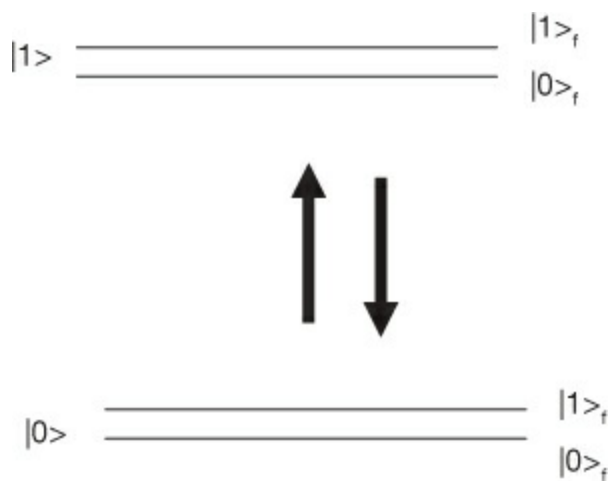
Apêndices

Apêndice A: entrelaçamento de íons capturados

O aperfeiçoamento dos lasers obteve tamanha precisão no controle e manejo de quantidades cada vez menores de matéria que atualmente é possível colocar vários átomos em fila, suspensos no vácuo. Os átomos estão ionizados (costumam ser empregados átomos que perderam um ou dois elétrons: estão carregados positivamente), de modo que se repelem entre si e se mantêm separados por certa distância. Mas a força de repulsão age, para todos os efeitos, como uma ligação, uma união entre eles. É como se os átomos estivessem unidos por molas. Qualquer movimento de um deles é transmitido aos outros. O dispositivo recebe o nome de “armadilha de íons”, e foram I. Cirac e P. Zoller os primeiros a utilizá-lo para criar conexões entre os átomos, tais como o entrelaçamento ou a criação de “portas lógicas”, para desenvolver computadores quânticos. A chave desses artefatos é que, apontando um laser a um dos átomos, é possível fazer toda a “tira” adquirir um movimento de vibração.

O laser cumpre, portanto, uma dupla função. Por um lado, pode fazer um elétron “pular” de um nível ou órbita a outra, como vimos no capítulo 3; por outro, pode também ser utilizado para criar um movimento oscilatório na “tira”. Para obter esse efeito, basta aumentar levemente a frequência do laser. Com esse *plus* de frequência – e energia –, a “tira” começará a se mexer de um lado para o outro.

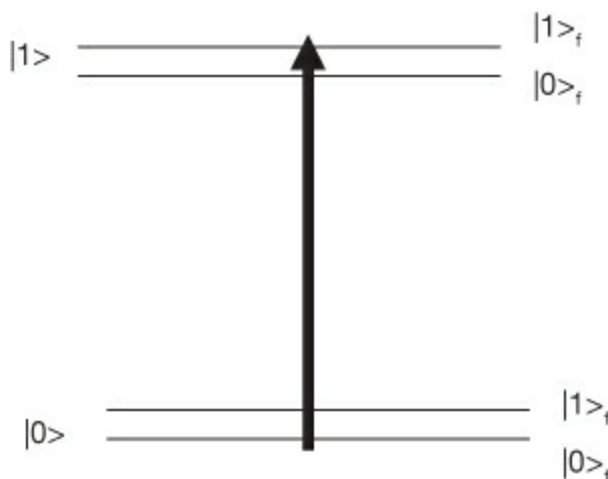
Temos que modificar, então, o diagrama que vimos no capítulo 3 (figura 3.16). A situação será agora a seguinte:



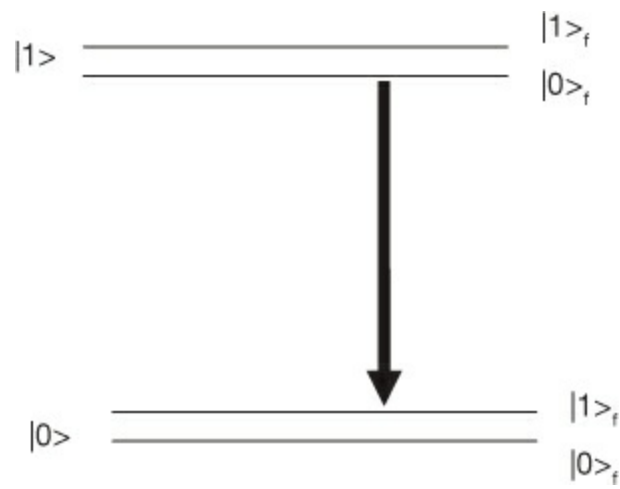
Os estados $|0\rangle_f$ e $|1\rangle_f$ se referem à vibração da “tira”. Se estiver em repouso, diremos que se encontra no estado $|0\rangle_f$ e, se estiver vibrando, seu estado se chamará $|1\rangle_f$.

Cada um dos estados orbitais $|0\rangle$, $|1\rangle$ se desdobrou em dois; o inferior corresponde à “tira” quieta, e o superior, que requer uma frequência um pouco maior, corresponde à tira vibrando. Insistimos que, quando a “tira” vibra, vibram todos os átomos que a compõem, uma vez que a “tira” age como uma cadeia.

A frequência do laser pode ser ajustada de maneira que produza transições entre todos os estados do diagrama. Se tiver a frequência adequada, pode, por exemplo, fazer um átomo passar do estado fundamental ($|0\rangle$) e, com a “tira” quieta ($|0\rangle_f$), ao estado excitado ($|1\rangle$), e ao mesmo tempo provocar a vibração da “tira” ($|1\rangle_f$):



Ou se pode conseguir o salto do estado $|1\rangle |0\rangle_f$ ao estado $|0\rangle |1\rangle_f$ e, ao mesmo tempo que se “desexcita” o átomo, fazendo-o cair em seu estado fundamental, induz-se a oscilação da “tira”:



Já estamos em condições de entender como se cria um estado entrelaçado com íons capturados:

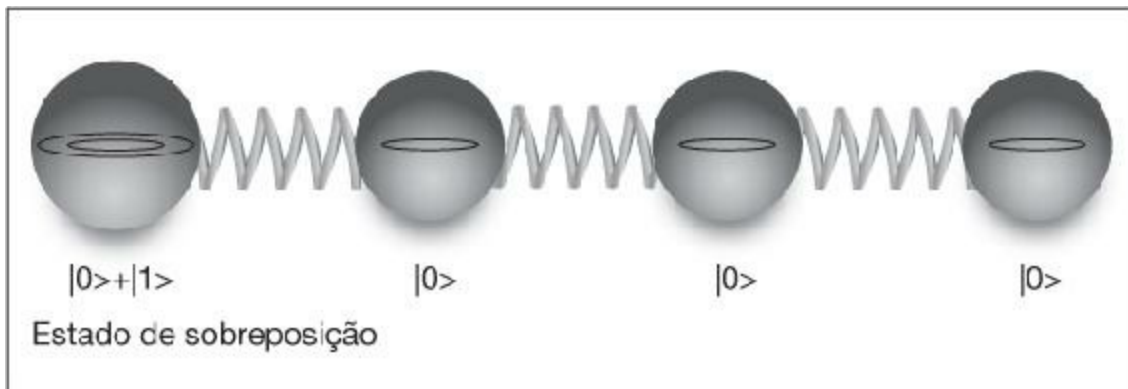
Nosso estado inicial consistirá de uma “tira” de quatro íons capturados, em que o primeiro átomo esteja em um estado de sobreposição $|0\rangle + |1\rangle$. Recordemos, basta aplicar o laser metade do tempo correspondente à transição entre os dois níveis (capítulo 3, p. 77) – e os demais no estado fundamental. Além do mais, a “tira” está quieta.

Esse estado inicial será escrito, portanto:

$(|0\rangle_1 + |1\rangle_1)|0\rangle_2|0\rangle_3|0\rangle_4 |0\rangle_f$, que também pode ser escrito (propriedade distributiva):

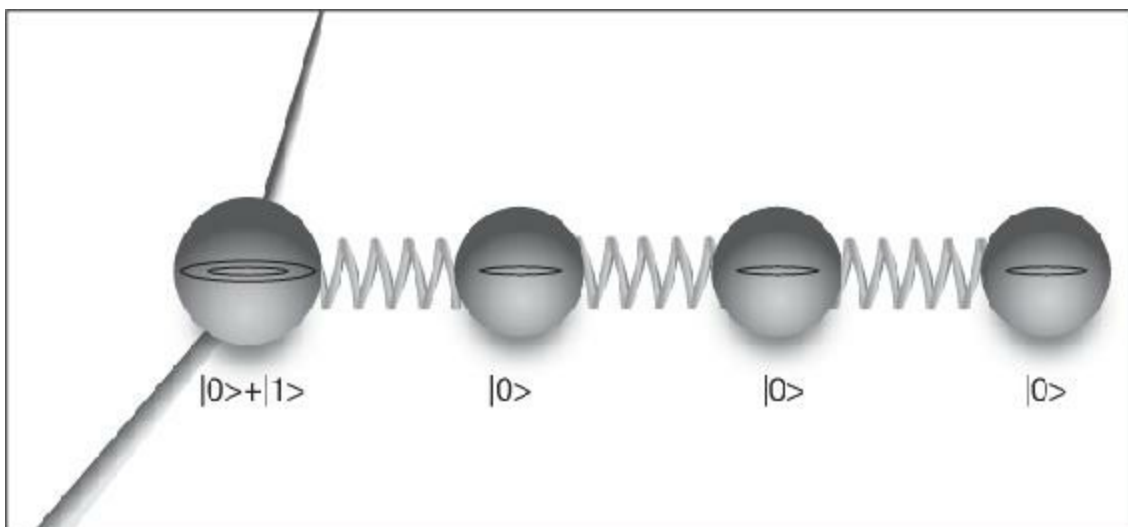
$$(|0\rangle_1|0\rangle_2|0\rangle_3|0\rangle_4 |0\rangle_f + (|1\rangle_1|0\rangle_2|0\rangle_3|0\rangle_4 |0\rangle_f)$$

Na figura, esse estado está representado esquematicamente: estado de sobreposição



A seguir, aplicamos um laser ao primeiro átomo, de frequência adequada, no tempo necessário para conseguir a transição:

$$|1\rangle |0\rangle_f \rightarrow |0\rangle |1\rangle_f$$

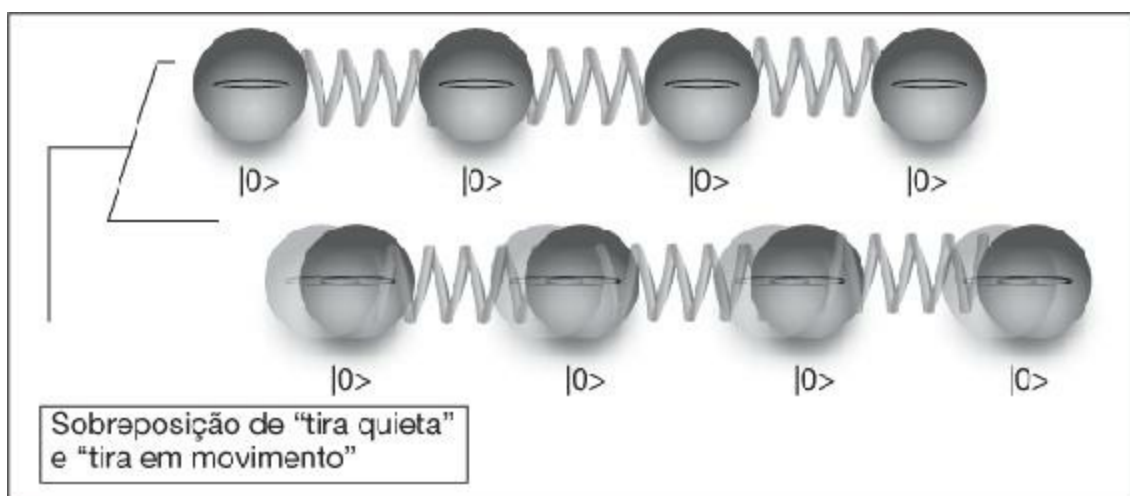


Essa transição só age na parte excitada da sobreposição do átomo 1.

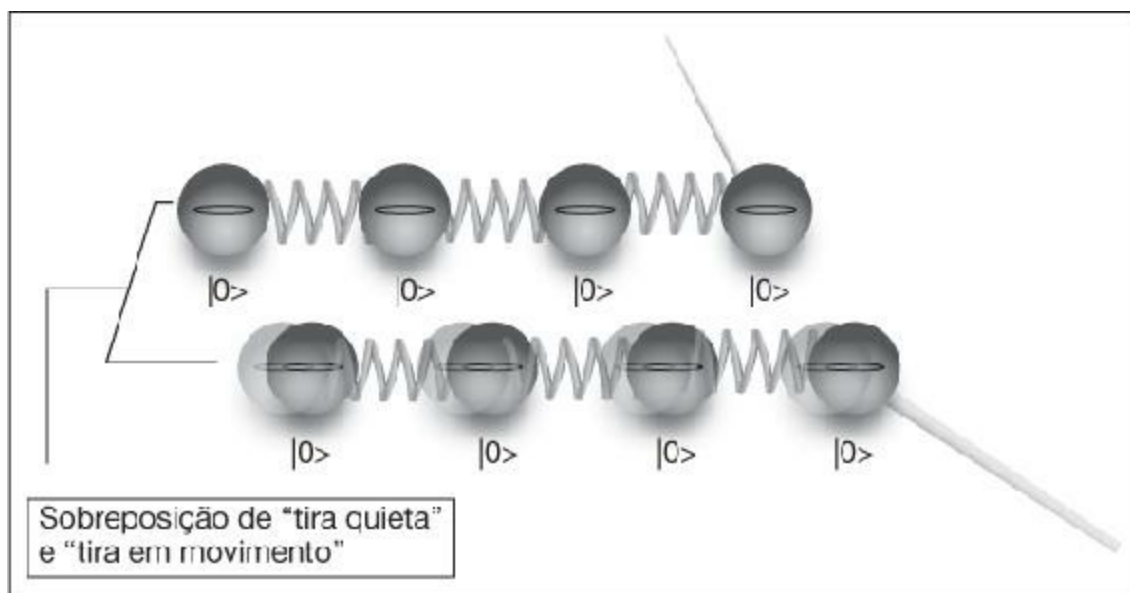
O laser transforma o estado $|1\rangle$ do primeiro íon em estado $|0\rangle$, e ao mesmo tempo o põe em movimento, fazendo oscilar a “tira” inteira.

O estado conjunto será:

$$(|0\rangle_1 |0\rangle_2 |0\rangle_3 |0\rangle_4 |0\rangle_f + |0\rangle_1 |0\rangle_2 |0\rangle_3 |0\rangle_4 |1\rangle_f):$$

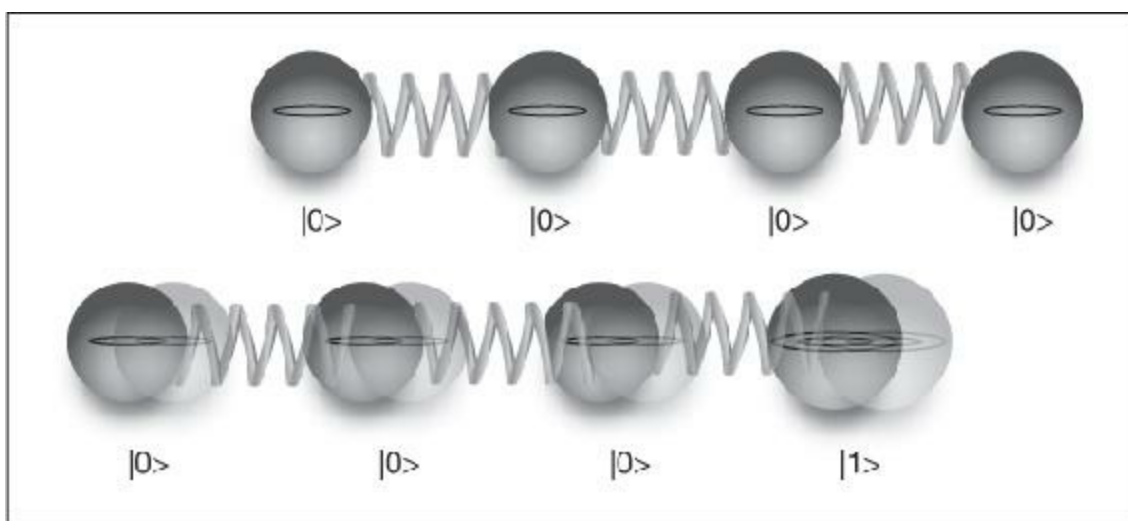


Depois, aplicamos o laser ao íon 4: $|0\rangle_4 |1\rangle_f \rightarrow |1\rangle_4 |1\rangle_f$



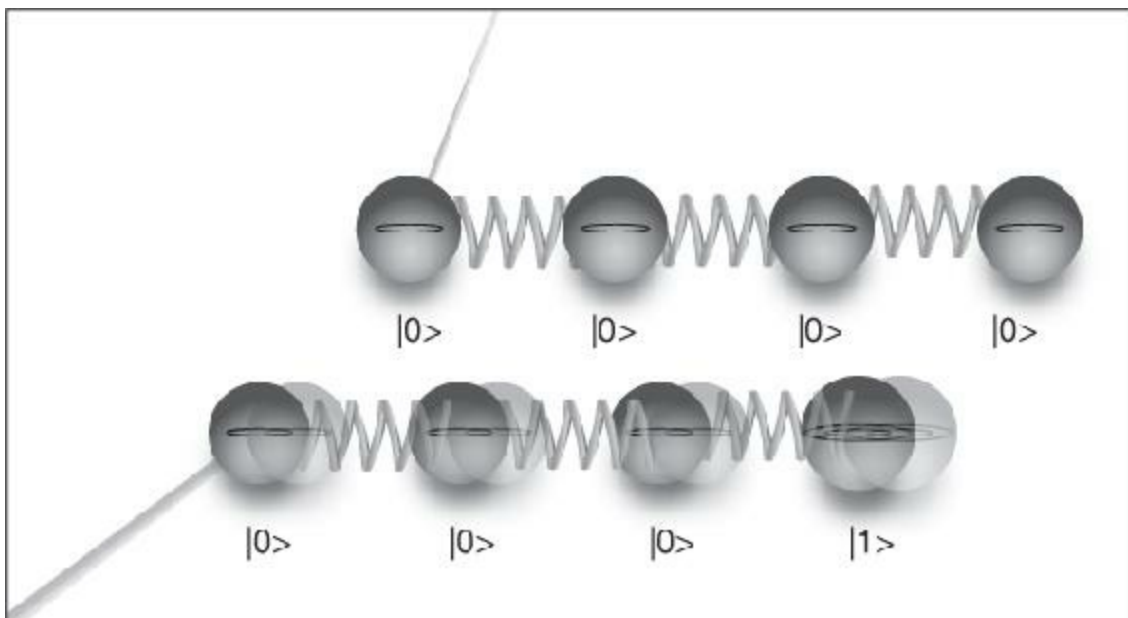
Esse laser só mudará o estado do íon 4 se estiver em movimento. Geraremos o estado:

$$(|0\rangle_1 |0\rangle_2 |0\rangle_3 |0\rangle_4 |0\rangle_f + |0\rangle_1 |0\rangle_2 |0\rangle_3 |1\rangle_4 |1\rangle_f):$$



O passo seguinte é:

Laser a íon 1: $|0\rangle_1|1\rangle_f \rightarrow |1\rangle_1|0\rangle_f$

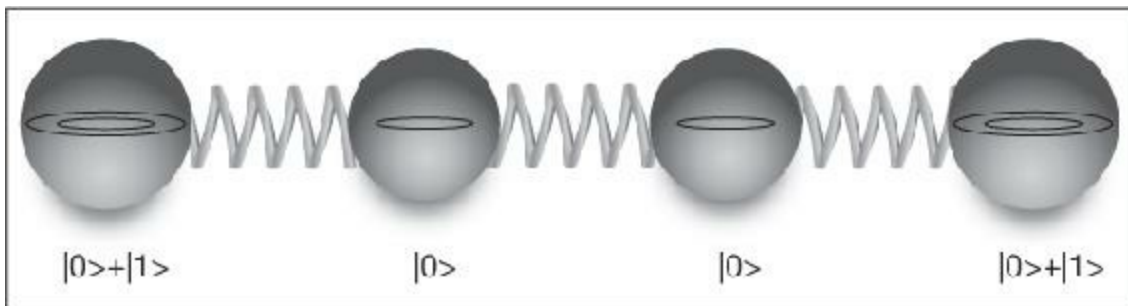


Esse laser inverte o estado do íon 1 (passa-o de $|0\rangle$ a $|1\rangle$) quando está em movimento, e detém o movimento.

Por fim, conseguimos o estado:

$(|0\rangle_1|0\rangle_2|0\rangle_3|0\rangle_4 |0\rangle_f + (|1\rangle_1|0\rangle_2|0\rangle_3|1\rangle_4 |0\rangle_f)$, que pode ser escrito:

$$(|0\rangle_1|0\rangle_4 + |1\rangle_1|1\rangle_4)|0\rangle_2|0\rangle_3 |0\rangle_f$$



Conseguimos que os íons 1 e 4 estejam em um estado entrelaçado:

$$(|0\rangle_1|0\rangle_4 + |1\rangle_1|1\rangle_4)$$

Esse estado é da mesma natureza que o $|H\rangle_1 |V\rangle_2 + |V\rangle_1 |H\rangle_2$ que conseguíamos com as polarizações: os íons 1 e 4 não estão em estados definidos. Tanto podem estar os dois no estado $|0\rangle$ como os dois no estado $|1\rangle$.

Apêndice B

Suponhamos que sejam feitos n experimentos, nos quais medimos os valores de A_i , B_i , C_i , e D_i . Fazendo a média dos n experimentos, teremos:

$$\begin{aligned} & | \langle A \times B \rangle + \langle C \times B \rangle + \langle A \times D \rangle - \langle C \times D \rangle | = \\ & | 1/n \sum_i A_i B_i + 1/n \sum_i C_i B_i - 1/n \sum_i C_i D_i | = \\ & = 1/n | \sum_i A_i B_i + C_i B_i + A_i D_i - C_i D_i | \end{aligned}$$

Pois bem, como $|K_1 + K_2| \leq |K_1| + |K_2|$ e, em geral, $|\sum_i K_i| \leq \sum_i |K_i|$, podemos pôr

$$1/n | \sum_i (A_i B_i + C_i B_i + A_i D_i - C_i D_i) | \leq 1/n \sum_i |A_i B_i + C_i B_i + A_i D_i - C_i D_i|$$

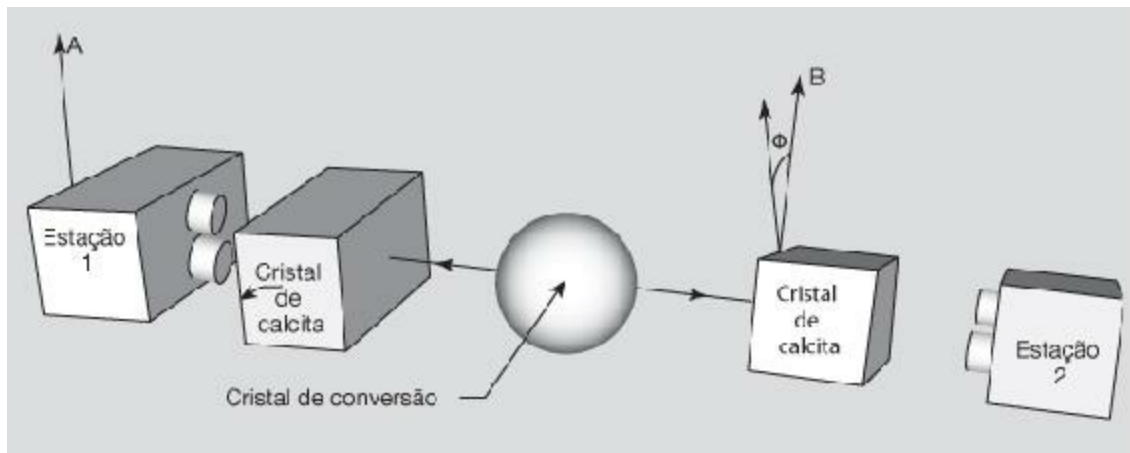
Mas como cada $|A_i B_i + C_i B_i + A_i D_i - C_i D_i| \leq 2$

Fica $1/n \sum_i |A_i B_i + C_i B_i + A_i D_i - C_i D_i| \leq 1/n \cdot 2n = 2$

Apêndice C

Predição teórica, por parte da mecânica quântica, da violação das desigualdades de Bell:

$$|\psi^-\rangle = (|H\rangle_1|V\rangle_2 - |V\rangle_1|H\rangle_2)$$



$A = 1$ se a polarização for H $A = -1$ se a polarização for V

$B(\Phi) = 1$ se a polarização for H'; $B(\Phi) = -1$ se a polarização for V'

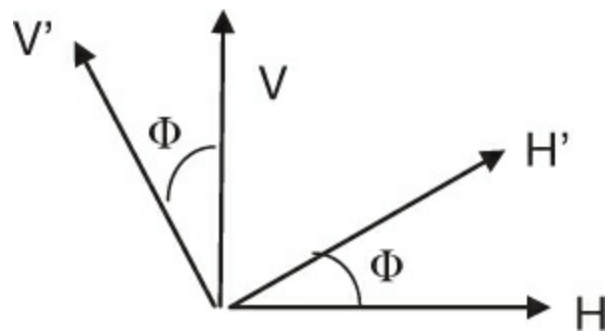
Coeficiente de correlação: $C = \langle A(0) \times B(\Phi) \rangle$

Em termos de probabilidade:

$$\langle A \times B \rangle = 1 \times 1 \times \text{Prob}(A = 1, B = 1) + 1 \times (-1) \times \text{Prob}(A = 1, B = -1) + (-1) \times 1 \times \text{Prob}(A = -1, B = 1) + (-1) \times (-1) \times \text{Prob}(A = -1, B = -1)$$

Tendo em conta, agora, que os fótons estão anticorrelacionados, se um fóton tiver polarização $|H\rangle$ em certa direção, a polarização do outro fóton será $|V\rangle$. (Ou seja: se $A(0) = 1$ na Estação 1, o outro fóton estará em $|V\rangle$.)

E considerando que:
Podemos escrever as diferentes probabilidades:

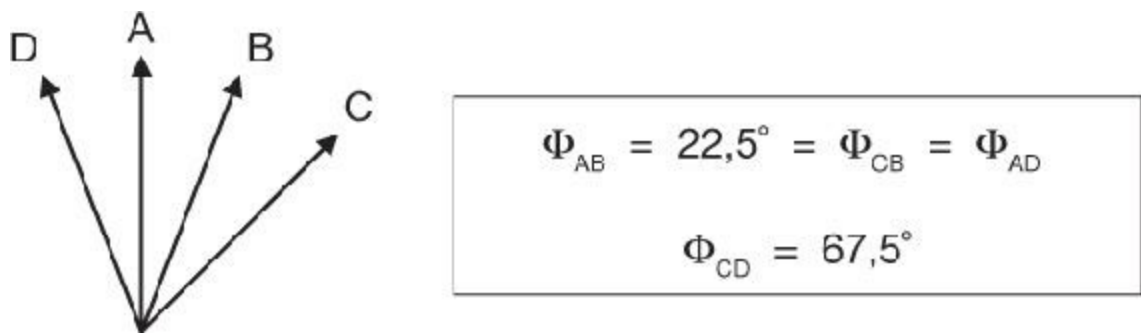


A(o)	B(Φ)	Probabilidade de que ocorra
1	1	$\frac{1}{2} P (H'/V) = \frac{1}{2} \text{sen}_2 \Phi$
-1	-1	$\frac{1}{2} P (V'/H) = \frac{1}{2} \text{sen}_2 \Phi$
1	-1	$\frac{1}{2} P (V'/V) = \frac{1}{2} \text{cos}_2 \Phi$
-1	1	$\frac{1}{2} P (H'/H) = \frac{1}{2} \text{cos}_2 \Phi$

Assim:

$$C = 1 \times 1 \times \frac{1}{2} \text{sen}^2 \Phi + (-1) \times (-1) \times \frac{1}{2} \text{sen}^2 \Phi + 1 \times (-1) \times \frac{1}{2} \text{cos}^2 \Phi + (-1) \times 1 \times \frac{1}{2} \text{cos}^2 \Phi = -\text{cos}^2 \Phi + \text{sen}^2 \Phi = -\text{cos}2 \Phi$$

De maneira que:



$$<AB> = -\text{cos}2\Phi_{AB} \text{ e com as dire\c{c}\~{o}es:}$$

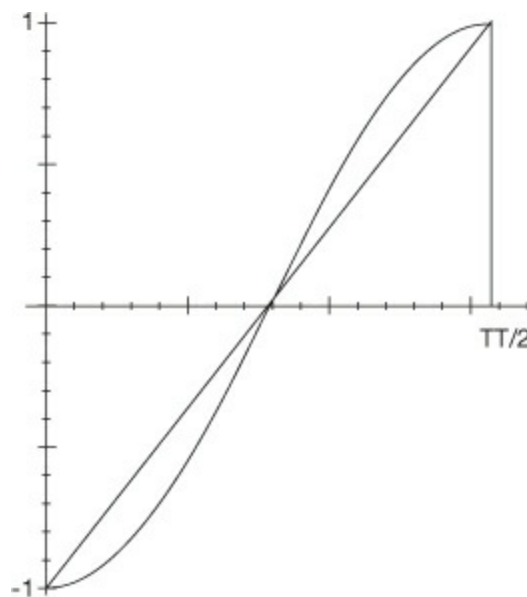
Fica

$$S = |\langle AB \rangle + \langle CB \rangle + \langle AD \rangle - \langle CD \rangle| = |-\cos 2\Phi_{AB} - \cos 2\Phi_{CB} - \cos 2\Phi_{AD} + \cos 2\Phi_{CD}| = |(-\sqrt{2} - \sqrt{2} - \sqrt{2} + (-\sqrt{2}))/2| = 2\sqrt{2} - \text{superior a 2!}$$

Apêndice D

É fácil calcular a correlação correspondente ao modelo clássico das páginas 117-120. (Basta seguir o procedimento do Apêndice C, mas calculando as probabilidades segundo a p. 120.)

Obtemos: $C = -1 + 4\Phi / \pi$



No gráfico seguinte, comparamos essa correlação clássica com a quântica ($C = -\cos 2\Phi$). Observamos que a correlação quântica é mais forte que a clássica para todo valor de Φ , exceto para os casos triviais, nos quais ambas são 0 ou ± 1 .

Asher Peres comenta a esse respeito:

Surpreso? Se assim fosse, seria consequência de ter confiado em superstições quânticas infundadas, segundo as quais a teoria quântica padece de mais incerteza que a mecânica clássica. A verdade é exatamente o contrário: os fenômenos quânticos são mais disciplinados que os clássicos”.⁴³

Notas

Capítulo 1: O aparecimento de “ ψ ” e os saltos quânticos

1. Esta figura foi tomada de FisQuiWeb. Disponível em: <http://fisquiweb.es/Apuntes/apuntes.htm>.
2. Bloch, Felix, “Heisenberg and the early days of quantum mechanics”, *Physics Today*, 29, pp. 23-27 (1976).
3. Retirado de *Historia de la física cuántica*, de José M. Sánchez Ron. Crítica, 2001, p. 466.
4. A probabilidade é, mais corretamente, $|\psi|^2$, o quadrado do módulo de ψ , que, para desconcerto do próprio Schrödinger, é uma função complexa.
5. Werner Heisenberg, *Physics and beyond: encounters and conversations*. Harper and Row, 1971, pp. 73-75. (A tradução é dos autores. Em itálico, os esclarecimentos deles.)
6. Janik, A; Toulmin, S., *La Viena de Wittgenstein*. Taurus, 1983, p. 115.
7. *Ibid.*, p. 83.
8. Canetti, E., *La antorcha al oído*. Alianza, 1984, p. 73.
9. Zweig, S., *El mundo de ayer*. El Acantilado, 2001, p. 40.
10. Farewell address at the University of Graz, *Populäre Schriften*, Leipzig, 1905 (citado por Mehra e Rechenberg, *The historical development of quantum theory*, 5,1, p. 49.)
11. Citado por Navarro, J., *Schrödinger. Una ecuación y un gato*. Nivola, 2009, p. 29.
12. *Ibid.*, p. 27.

13. *Ibid.*, p. 16.
14. *Ibid.*, p. 179.
15. *Ibid.*, p. 171.

Capítulo 2: Sobreposição e colapso

16. R. Feynman *et. al.*, *The Feynman Lectures on Physics*. Fondo Educativo Interamericano, 1971, III, pp. 1-2.
17. De fato, existe uma formulação da mecânica quântica devida a Richard Feynman (Prêmio Nobel de Física 1965) cuja base é que a amplitude de probabilidade de que uma partícula quântica vá de um ponto A para outro B é obtida somando-se (integrando) todas as trajetórias possíveis entre ambos os pontos; todas elas contribuem com determinada fase cada uma. O tratamento geral desse método (chamado “Integrais de caminho”) é tecnicamente complicado e se encontra fora do propósito deste livro, mas sua aplicação aos casos que estamos analisando é simples, chegando-se às mesmas conclusões aqui expostas.
18. Davies, P.; Brown, J., *El espíritu en el átomo*. Alianza, 1989, p. 93.
19. Citado por Navarro, J., *Schrödinger. Una ecuación y un gato*. Nivola, 2009, p. 166.
20. Davies, P.; Brown, J., *El espíritu en el átomo*. Alianza, 1989, p. 91.
21. Peres, A.; Fuchs, C., “Quantum Theory needs no interpretation”, *Physics Today*, março de 2000, pp. 70 e ss.

Capítulo 3: Medir

22. Essa radical indeterminação da natureza vai além do Princípio de Incerteza

de Heisenberg, que estabelece que, ao medir uma de duas grandezas chamadas conjugadas (como a posição e a velocidade), a maior precisão em uma delas leva à imprecisão na outra. Pois assim como é possível driblar o Princípio de Incerteza em certos experimentos, não é possível evitar que a medida quebre o estado de sobreposição anterior a ela. (Ver Scully *et. al.*, “La dualidad en la materia o en la luz”, *Investigación y Ciencia*, Temas 10, pp. 68–74.)

23. Nota para especialistas: exceto no quadro anterior, ao longo do livro omitimos, para simplificar, os coeficientes de $|H\rangle$ ou $|V\rangle$. Os coeficientes podem ser diferentes (e até números complexos), dando lugar a uma infinidade de estados de sobreposição. Em nome da simplicidade, transformamos essa infinidade em um único estado representativo: o $|H\rangle + |V\rangle$.
24. Os elétrons têm uma propriedade chamada *spin*, que pode assumir dois valores. Dois elétrons com *spin* diferente podem estar no mesmo lugar, sim. Os elétrons idênticos (com *spin* igual) de verdade é que não podem estar juntos.

Capítulo 4: Entrelaçamento

25. Fotografia criada por Paul Kwiat e Michael Reck na Universidade de Innsbruck em 1995. Mais detalhes em <http://images.iop.org/objects/physicsweb/world/15/11/9/photons.pdf>

Capítulo 5: Desigualdade de Bell

26. É chamada lógica comum. Como explicamos no capítulo 8, a mecânica

quântica se ajusta a certa lógica formal matematicamente inapelável.

- 27. Exceto, claro, no caso trivial de que a polarização inicial já seja uma das duas discriminadas.
- 28. Para quem esqueceu: o valor absoluto de um número é resultado de se prescindir do sinal desse número. Por exemplo: $|-5| = 5$.
- 29. O sinal \leq aparece ao recorrer a: $|A + B| \leq |A| + |B|$. No Apêndice B está a demonstração detalhada.
- 30. Para se aprofundar sobre este assunto, consulte o Apêndice D.
- 31. Reproduzimos, aqui, o esquema apresentado no artigo original de Ursin *et al.*, “Free-Space distribution of entanglement and single photons over 144 km”, *Nature Physics*, 3, pp. 481–486 (2007).
- 32. Citado por Max Jammer, *The philosophy of quantum mechanics*. Wilei, Nova York, 1974, p. 161.

Capítulo 6: A era da informação quântica

- 33. “Sou um engenheiro quântico, mas aos domingos tenho princípios.” Citado por N. Gisin de um *undergrown colloquium* dado por Bell em março de 1983.
- 34. Ekert, A., *Cracking codes II*, +plus magazine (virtual), issue 35, 2005.
- 35. Gilders, Louise, *The age of entanglement*, Ed. Knopf, 2008, pp. 314–315.
- 36. *Ibid.*, p. 320.
- 37. Conferência dada em julho de 2002 em Oviedo, registrada no *Journal of Modern Optics*, 50, 6/7, pp. 991–993.
- 38. Dos quatro estados que Alícia pode obter – segundo vimos no quadro 6.1 –, corresponde, do estado que sai um fóton para cada lado, que Benito tenha um ψ' igual ao estado ψ original; por isso, não é preciso fazer nenhuma transformação de seu estado.

39. Entrevista a Juan Ignacio Cirac, *Revista Española de Física*, julho-setembro 2006, pp. 49-50.

Capítulo 8: Breve excursão quase filosófica

40. Isso é o que fez John von Neumann, incrustando a MQ na estrutura matemática do espaço de Hilbert sobre o corpo dos números complexos.
41. Nota para especialistas: referimo-nos, evidentemente, aos estados puros, não às misturas estatísticas ou matrizes densidades.

Capítulo 9: Universalidade da teoria quântica

42. O comprimento de Planck vem dado em termos das constantes fundamentais \hbar ($= h/2\pi$, constante de Planck reduzida); G , constante da gravitação universal; c , velocidade da luz no vácuo, pela expressão $L_p = \sqrt{\hbar G/c^3}$, sendo seu valor aproximadamente 10^{-35} m.

Apêndice D

43. Peres, Asher, *Quantum Theory: concepts and methods*. Kluwer Academic, 1993, p. 162.

Sobre os autores

ANDRÉS CASSINELLO é engenheiro de telecomunicações e doutor em Física. Publicou diversos trabalhos e pesquisas de divulgação científica sobre mecânica quântica e matemática. Seu artigo “A indeterminação em Mecânica Quântica” foi premiado como o melhor trabalho de ensino e divulgação de Física publicado na *Revista Espanhola de Física* em 2007. Atualmente é professor de Matemática em Madri.

JOSÉ LUIS SÁNCHEZ GÓMEZ é professor de Física Teórica na Universidade Autônoma de Madri. Autor de diversos artigos de pesquisa sobre física de partículas elementares e mecânica quântica e coautor de vários livros de ensino e divulgação dessas disciplinas. Atualmente, é editor geral na *Real Sociedad de Física* e diretor da *Revista Espanhola de Física* e da *Revista Ibero-americana de Física*.



ILUSTRAÇÃO 1. O cientista dá elegantes saltos quânticos. Quando, ao pular, ele se aproxima do núcleo, emite radiação (figura da esquerda). Quando, ao contrário, se afasta do núcleo (figura da direita), absorve radiação.



ILUSTRAÇÃO 2. Depois de passar pela primeira fenda, o cientista se desdobra e passa ao mesmo tempo, de forma fantasmagórica, pelas duas possíveis rotas que o levarão à fenda final. Ele só vai adquirir seu corpo completo em alguma das rotas se alguém o observar.



ILUSTRAÇÃO 3. Benito, em Manila, e Alícia, em Madri, medem, na mesma direção, a polarização de quatro pares de fótons entrelaçados. Obtêm, sempre, resultados opostos.



ILUSTRAÇÃO 4. Se o examinador colapsa a função de onda, o gato valerá como observador ou ficará enroscado na sobreposição quando espiar o fóton em um caminho ou outro? Será necessário que Schrödinger analise o gato que olha o fóton para que a função de onda colapse?



ILUSTRAÇÃO 5. Hawking observa, aborrecido, como ‘t Hooft “joga” com um buraco negro, seguindo as regras da teoria quântica.

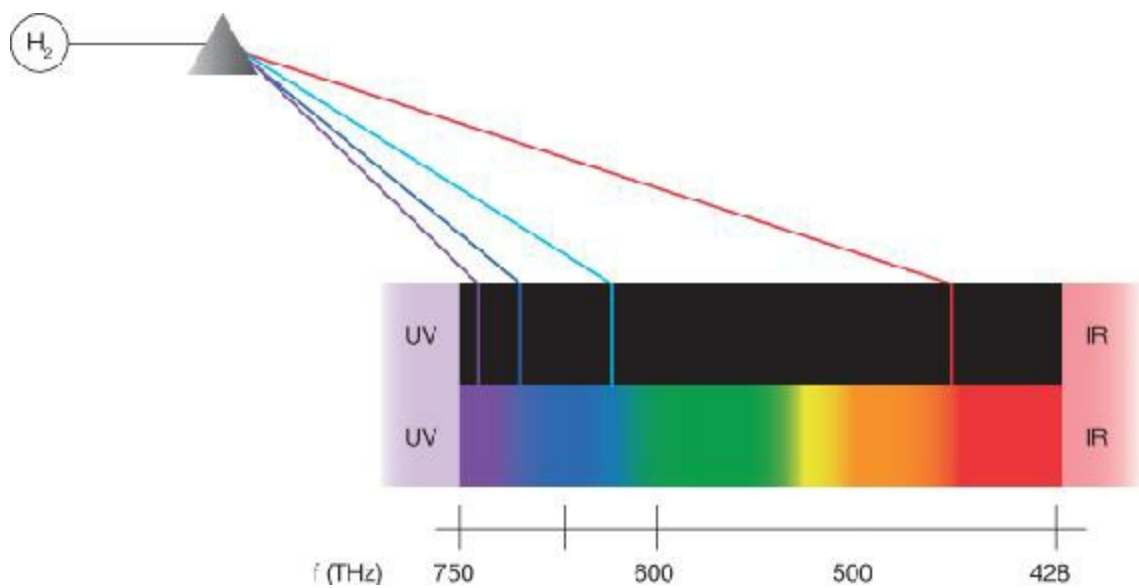


FIGURA 1.1. Representação das quatro raias visíveis do espectro do hidrogênio. Veem-se, também, as frequências que correspondem a essas cores.



FIGURA 4.2. Sobreposição de três fotografias realizadas com três filtros de frequências diferentes à saída de um cristal de conversão paramétrica.

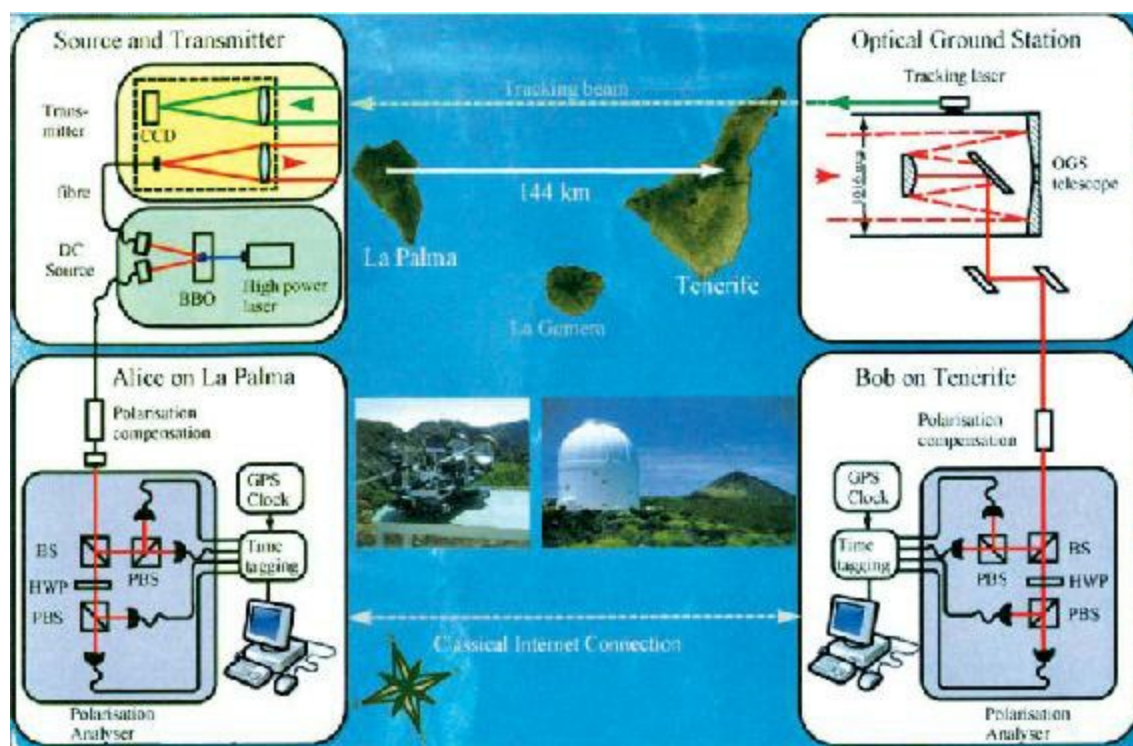


FIGURA 5.7. Um cristal de conversão paramétrica gera dois fótons entrelaçados. Alícia, em La Palma, mede a polarização de um deles, e Benito, em Tenerife, mede a polarização do outro. Medem nas direções A, B, C e D da figura 5.6.